

Absolutmessung der Spektren lasererzeugter Plasmen  
im weichen Röntgenbereich

Dissertation

der

Fakultät für Physik  
Ludwig-Maximilians-Universität  
München

vorgelegt von

Tetsuo Kishimoto

aus Kanazawa (Japan)

München, ~~den 30. Oktober 1986~~ 1987



Digitized by the Internet Archive  
in 2026

[https://archive.org/details/IA41555225\\_0024](https://archive.org/details/IA41555225_0024)

Absolutmessung der Spektren lasererzeugter Plasmen  
im weichen Röntgenbereich

Dissertation

der

Fakultät für Physik  
Ludwig-Maximilians-Universität  
München

vorgelegt von

Tetsuo Kishimoto

aus Kanazawa (Japan)

München, den 30. Oktober 1985

1. Gutachter: Prof. Dr. H. Walther
2. Gutachter: Prof. Dr. A. Schlüter

Tag der mündlichen Prüfung: 27. Februar 1986

## Zusammenfassung

Wird das Licht eines Hochleistungslasers auf ein Festkörpertarget fokussiert, kommt es im Bereich des Fokus (typischer Durchmesser ca. 100  $\mu\text{m}$ ) zu einer Plasmabildung. Dieses Plasma emittiert Strahlung mit Wellenlängen bis in den Röntgenbereich. Die im Plasma ablaufenden Strahlungsprozesse spielen für die Energiebilanz und den Energietransport eine wichtige Rolle. Als weiche Röntgenquelle bietet das lasererzeugte Plasma verschiedene neue Anwendungsmöglichkeiten, wie z.B. im Bereich der Radiometrie, der Röntgenlithographie, der Plasmadiagnostik, der Röntgenlaser und der Trägheitsfusion. Es besteht daher großes Interesse, die Strahlung lasererzeugter Plasmen im weichen Röntgengebiet zu untersuchen.

Weil Diagnostikverfahren in diesem Spektralgebiet noch wenig entwickelt sind, war es das Hauptziel dieser Arbeit, zuverlässige und genaue Methoden zur absoluten Messung von Spektren im weichen Röntgengebiet zu erarbeiten. Als Lichtquelle für die Untersuchungen wurden lasererzeugte Plasmen benutzt.

Zur spektralen Zerlegung der Röntgenstrahlung dienten Transmissionsgitter aus Gold mit 1000 oder 2000 Linien pro Millimeter. Als Detektor wurde ein Bolometer verwendet, das sich beim Vergleich mit anderen Strahlungsdetektoren als am geeignetsten erwiesen hat, wobei neben der hohen Empfindlichkeit vor allem auch die Möglichkeit einer einfachen und zuverlässigen Absoluteichung ausschlaggebend war.

Verwendet wurde ein kürzlich entwickeltes Bolometerarray, bei dem sich 4 Bolometerwiderstände mit den Abmessungen von 1 mm x 3 mm in Abständen von jeweils 3 mm nebeneinander auf einer Folie befinden, so daß 4 Wellenlängenbereiche gleichzeitig gemessen werden können. Die Widerstandsänderungen werden über eine Brückenschaltung mit nachgeschaltetem Verstärker ermittelt. Nach der Optimierung des Gesamtsystems und Auswertung mit dem Computer konnte eine Energieauflösung von 0.03 erg pro Bolometerkanal erzielt werden.

Mit dieser Anordnung wurde die Strahlung von Goldplasmen absolut gemessen, die mit der frequenzverdoppelten Strahlung eines Nd-Glaslasers mit Energien von 7 J in Pulsen von 3 ns erzeugt wurde. Der

Meßbereich erstreckt sich von  $\lambda = 10 \text{ \AA}$  bis  $250 \text{ \AA}$  und die spektrale Auflösung erreicht  $10 \text{ \AA}$ .

Wegen seiner guten Reproduzierbarkeit läßt sich das lasererzeugte Goldplasma in Kombination mit dem Transmissionsgitterspektrometer als eine spektral aufgelöste geeichte Strahlungsquelle verwenden. Mit Hilfe dieser Strahlungsquelle wurde der Röntgenfilm Kodak 101-01 im Wellenlängenbereich  $10 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 250 \text{ \AA}$  geeicht. Dabei wurde festgestellt, daß die Schwärzung des Films zwar von der Wellenlänge abhängt, jedoch in einer Weise, daß die Gestalt der Schwärzungskurve - die "relative" Schwärzungskurve - gleich bleibt und sich bei verschiedenen Wellenlängen nur parallel zur Abszisse (Energie pro Fläche) verschiebt. Die Existenz einer solchen einheitlichen relativen Schwärzungskurve ermöglicht es (nach einem neuen von uns entwickelten Verfahren) die vom Transmissionsgitter erzeugten höheren Beugungsordnungen rechnerisch zu eliminieren.

Die gemessene spektrale Abhängigkeit der Filmempfindlichkeit läßt sich mit Hilfe eines einfachen von uns aufgestellten Modells verstehen, das auf der Absorption der Röntgenphotonen im Filmmaterial basiert. Die gemessene Filmempfindlichkeit ließ sich auch mit einem kurz vor Beendigung dieser Arbeit veröffentlichten Ergebnis von Henke et al. vergleichen. Es zeigt sich im Bereich  $\lambda \leq 50 \text{ \AA}$  eine gute Übereinstimmung. Abweichungen im Bereich  $\lambda \geq 50 \text{ \AA}$  führen wir auf eine Abhängigkeit der Filmempfindlichkeit von der Belichtungszeit zurück (die Messung von Henke et al. wurde mit einer cw-Röntgenröhre durchgeführt). Mit dieser Eichung steht nunmehr der Kodak 101-01 Film als weiterer Detektor für Absolutmessungen zur Verfügung.

Das Potential der Verfahren wurde an einigen Experimenten demonstriert, bei denen Targets aus Be, C, Al, Ti, Cu, Mo, Sn, W, Au und Pb mit Pulsen eines frequenzverdoppelten Nd-Glaslasers bestrahlt wurden. Die absolut gemessenen Spektren der entstehenden Plasmen zeigen, wie erwartet, daß die Emission hauptsächlich im weichen Röntgenbereich ( $10 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 150 \text{ \AA}$ ) erfolgt. Sie lassen die Elektronenschalenstruktur der Atome deutlich erkennen. In einigen Fällen erfolgt die Emission in einem

engeren Linienband, wie z.B. im L-Band von Ti bei  $\lambda \cong 22 \text{ \AA}$ , was für Anwendungen etwa in der Röntgenlithographie oder als optische Pumpe für Röntgenlaser interessant sein könnte.

Mit Hilfe dieser Spektren kann eine genaue Bestimmung des Wirkungsgrades ermöglicht werden, mit dem die Laserenergie in Röntgenstrahlung umgewandelt wird. Dieser Wirkungsgrad steigt mit wachsender Kernladungszahl von 2 % bei Beryllium auf 40 % bei Gold.

Schließlich werden Temperaturen von Laserplasmen aus den gemessenen Spektren abgeleitet. Dies dient als Beispiel für die vielfältigen Möglichkeiten zur Bestimmung von Plasmaparametern, die sich durch die hier beschriebenen spektroskopischen Verfahren im weichen Röntgengebiet eröffnen.



## Inhaltsverzeichnis

|                                                                                                              | Seite |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-------|
| <u>1. Einleitung</u> .....                                                                                   | 4     |
| 1.1 Bedeutung der Röntgenstrahlung lasererzeugter Plasmen ....                                               | 4     |
| 1.2 Zielsetzung dieser Arbeit .....                                                                          | 5     |
| <u>2. Auswahl eines geeigneten Detektors zur Absolutmessung</u> .....                                        | 9     |
| 2.1 Detektoren für weiche Röntgenstrahlung .....                                                             | 9     |
| 2.2 Thermische Strahlungsdetektoren zur Absolutmessung .....                                                 | 12    |
| 2.2.1 Funktionsprinzip der Detektoren .....                                                                  | 12    |
| 2.2.2 Eigenrauschen der thermischen Strahlungsdetektoren ..                                                  | 14    |
| 2.3 Entscheidung für das Bolometer .....                                                                     | 19    |
| <u>3. Aufbau und Optimierung der Bolometermeßanordnung</u> .....                                             | 22    |
| 3.1 Voruntersuchung des Bolometers .....                                                                     | 22    |
| 3.1.1 Kurzbeschreibung des Bolometerkonzeptes .....                                                          | 22    |
| 3.1.2 Wichtige Bolometerparameter .....                                                                      | 26    |
| 3.1.3 Störquellen .....                                                                                      | 29    |
| 3.1.3.1 Temperaturbedingte Fluktuation<br>(Niederfrequentes Rauschen) .....                                  | 29    |
| 3.1.3.2 Druckempfindlichkeit des Bolometers .....                                                            | 31    |
| 3.2 Elektrische Bolometer-Meßanordnung .....                                                                 | 34    |
| 3.2.1 Elektrische Schaltung .....                                                                            | 34    |
| 3.2.2 Übersprechen zwischen benachbarten Kanälen .....                                                       | 39    |
| 3.2.3 Bolometereichung .....                                                                                 | 39    |
| <u>4. Absolutmessung der weichen Röntgenstrahlung lasererzeugter<br/>    Plasmen mit dem Bolometer</u> ..... | 41    |
| 4.1 Transmissionsgitterspektrometer .....                                                                    | 41    |
| 4.1.1 Transmissionsgitter .....                                                                              | 41    |
| 4.1.2 Spektrale Auflösung des Spektrometers .....                                                            | 42    |
| 4.1.3 Optimierung für hohes Detektorsignal .....                                                             | 45    |
| 4.2 Versuchsaufbau .....                                                                                     | 47    |

|       |                                                                                              |     |
|-------|----------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| 4.3   | Meßergebnisse .....                                                                          | 50  |
| 4.3.1 | Vorversuche .....                                                                            | 50  |
| 4.3.2 | Reproduzierbarkeit der Röntgenemission .....                                                 | 52  |
| 4.3.3 | Auswertung von Meßsignalen durch die Methode<br>der kleinsten Fehlerquadrate .....           | 55  |
| 4.3.4 | Röntgenspektrum eines lasererzeugten Goldplasmas ....                                        | 61  |
| 5.    | <u>Eichung des Kodak 101-01 Films</u> .....                                                  | 66  |
| 5.1   | Eignung des Kodak 101-01 Films für den Bereich $\lambda \geq 10 \text{ \AA}$ ..              | 66  |
| 5.2   | Relative Schwärzungskurve .....                                                              | 69  |
| 5.3   | Absoluteichung der Filmschwärzung .....                                                      | 71  |
| 5.3.1 | Absolute spektrale Filmempfindlichkeit durch Vergleich<br>mit der Bolometermessung .....     | 71  |
| 5.3.2 | Entfaltung hinsichtlich höherer Beugungsordnungen ...                                        | 73  |
| 5.3.3 | Gemessene Filmempfindlichkeit .....                                                          | 76  |
| 5.4   | Diskussion der gemessenen Filmempfindlichkeit .....                                          | 81  |
| 5.4.1 | Einfaches theoretisches Filmmodell .....                                                     | 81  |
| 5.4.2 | Vergleich mit anderen Messungen .....                                                        | 85  |
| 6.    | <u>Absolutmessung der Röntgenemission von Targets aus ver-<br/>schiedenem Material</u> ..... | 88  |
| 6.1   | Spektrale Verteilung der Emission .....                                                      | 88  |
| 6.2   | Gesamtemission und Konversionseffizienz .....                                                | 92  |
| 6.3   | Plasmaspektroskopie .....                                                                    | 99  |
| 7.    | <u>Schlußbemerkung</u> .....                                                                 | 106 |

|                                                                                                              |     |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| <u>Anhang</u> .....                                                                                          | 107 |
| A.1 Effizienz des Transmissionsgitters .....                                                                 | 107 |
| A.1.1 Theoretische Effizienzen .....                                                                         | 107 |
| A.1.2 Experimentelle Bestimmung der Transmissionsgitter-<br>parameter .....                                  | 108 |
| A.1.2.1 Bestimmung des Steg-Lücke Verhältnisses ..                                                           | 108 |
| A.1.2.2 Bestimmung der Gitterstegdicke durch Ver-<br>gleich von 1000 $\ell$ /mm und 2000 $\ell$ /mm Gitter.. | 111 |
| A.1.2.3 Zusammenfassung der Ergebnisse .....                                                                 | 113 |
| A.2 Entfaltung des Spektrums .....                                                                           | 114 |
| A.2.1 Entfaltung ohne Berücksichtigung des Streuuntergrundes                                                 | 114 |
| A.2.2 Entfaltung mit Streuuntergrund .....                                                                   | 115 |
| A.2.3 Abschätzung des Anteils des Streuuntergrundes ....                                                     | 116 |
| <u>Literaturverzeichnis</u> .....                                                                            | 120 |



## 1. Einleitung

### 1.1 Bedeutung der Röntgenstrahlung lasererzeugter Plasmen

Bestrahlt man eine Festkörperoberfläche mit dem Licht eines Hochleistungslasers, entsteht vor dem Festkörper ein dichtes und heißes Plasma /1/, das intensive Röntgenstrahlung emittiert.

Der charakteristische Temperatur- und Dichtebereich dieses Plasmas ist durch die Intensität des Laserlichtes und durch den Laserabsorptionsmechanismus bestimmt. Der Laserstrahl dringt in die vom Festkörper wegströmende Plasmawolke ein und wird durch inverse Bremsstrahlung oder stoßfreie Absorptionsmechanismen absorbiert /2/, bis er die sogenannte kritische Elektronendichte ( $n_c$ ) erreicht, an der er reflektiert wird. Bei der kritischen Dichte ist die Plasmafrequenz gleich der Laserfrequenz, d.h. der durch die freien Plasmaelektronen bestimmte Brechungsindex wird hier Null und im überdichten Plasmagebiet imaginär /3/. Für den hier verwendeten frequenzverdoppelten Nd-Glaslaser ( $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$ ) ist  $n_c = 4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . Die im dichten Bereich  $n \cong n_c$  erreichte Temperatur  $kT_e$  der Elektronen hängt von der Laserintensität ab und beträgt für die Intensitäten unseres Experimentes ( $10^{13}$ -  $10^{14} \text{ W/cm}^2$ ) 0.5 keV bis 1 keV /4/.

Unter diesen Bedingungen erfolgt die Röntgenemission hauptsächlich im Photonenenergiebereich  $0.1 \text{ keV} \leq h\nu \leq 1 \text{ keV}$ , wie die Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, s. auch /5,6/. Da die Röntgenemission infolge Brems-, Rekombinations- und Linienstrahlung mit wachsender Ionisationsstufe der Targetatome zunimmt, siehe z.B. /7/, kann die Konversionseffizienz von Laserlicht in Röntgenstrahlung bei schwerem Targetmaterial, wie z.B. Gold, hohe Werte annehmen /5,6/. Daher können Strahlungsprozesse für die gesamte Energiebilanz und den Energietransport im Plasma bedeutungsvoll sein.

Das Laserplasma stellt eine intensive gepulste Röntgenstrahlungsquelle dar, die mit den existierenden Quellen für den weichen Röntgenbereich konkurrieren kann /8/. Für diesen Strahlungsbereich ( $h\nu < 1 \text{ keV}$ ) stehen nur in begrenztem Maße geeignete Quellen zur Verfügung. Die konventionelle Röntgenröhre weist hier nur sehr geringe Strahlungsausbeuten auf /9/. Die wohl z. Zt. attraktivste Quelle basiert

auf der Bremsstrahlung von Elektronensynchrotrons, die allerdings verglichen mit der Laserplasmaquelle apparativ sehr aufwendig sind.

Es bieten sich verschiedene Anwendungsmöglichkeiten für das Laserplasma als Strahlungsquelle an, wie z.B. in der Röntgenlithographie, die Wellenlängen  $10 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 20 \text{ \AA}$  bevorzugt /10/, oder in der Laserplasma-diagnostik als Quelle für Röntgenschattenaufnahmen /11/. Denkbar ist auch die Verwendung als optische Pumpe für den Röntgenlaser /12/. Ferner läßt sich das Laserplasma als Strahlungsstandard benutzen, z.B. zur Eichung verschiedener Röntgendetektoren /13/. Schließlich ist zu bemerken, daß die Umwandlung von optischer Laserenergie in Röntgenlicht für die Trägheitsfusion von Bedeutung sein kann /14/.

## 1.2 Zielsetzung dieser Arbeit

Zur Untersuchung der in Laserplasmen stattfindenden Strahlungsprozesse ist es wichtig, die spektrale Verteilung der Strahlung absolut zu messen. Der zu messende Strahlungsbereich ( $h\nu \leq 1 \text{ keV}$ ) bietet verschiedene meßtechnische Schwierigkeiten. Weil die Röntgenphotonen im allgemeinen sehr stark absorbiert werden, gibt es praktisch kein Fenstermaterial; ein Kompromiß stellen extrem dünne Folien dar, die jedoch sehr leicht zerstört werden können. Die Auswahl geeigneter fensterloser Detektoren ist begrenzt. Auch fehlen, wie bereits erwähnt, leicht handzuhabende Röntgenquellen. Schließlich ist auch ein passendes dispersives Element für die spektrale Zerlegung der Strahlung erforderlich.

Aus diesem Grund sind zuverlässige und systematische Untersuchungen über die weiche Röntgenemission von Laserplasmen bisher nur in sehr begrenztem Maße in der Literatur zu finden. Mehrfach wurden Vakuumphotodioden in Kombination mit dünnen Folien als Röntgenfilter benutzt /5,6/. Von Nachteil ist hier eine nur sehr grobe spektrale Auflösung. Auch muß der Absolutwert der Quantenausbeute der Photokathode bekannt sein /38/. Eine hohe spektrale Auflösung läßt sich mit Reflexionsgitterspektrometern bei streifendem Einfall oder mit Braggkristallspektrometern erzielen, die z.B. mit einem photographischen Film als Detektor benutzt wurden, siehe z.B./8,15/. Nachteilig ist hier eine komplizierte spektrale Abhängigkeit des Reflexionsvermögens, wodurch

Absolutmessungen schwierig werden. Ferner sind Braggkristalle für weichere Strahlung ( $\lambda \geq 20 \text{ \AA}$ ) wegen der zu kleinen Gitterkonstanten nicht geeignet, während Reflexionsgitter mit abnehmendem  $\lambda$  in immer stärkerem Maße streifenden Einfall erfordern. Als geeignet für Absolutmessungen über einen größeren spektralen Bereich erwiesen sich Röntgentransmissionsgitter /16/, die neuerdings von uns und anderen Labors benutzt werden /17/.

Das Hauptziel der vorliegenden Arbeit sehen wir darin, auf der Basis des Transmissionsgitterspektrometers ein zuverlässiges Verfahren zur Absolutmessung der Strahlung lasererzeugter Plasmen zu entwickeln.

Zu diesem Zweck wurde eine Studie über die in Frage kommenden Detektoren durchgeführt. Aus grundsätzlichen Erwägungen erwies sich das Bolometer als günstig. Außerdem wurde dieser Detektor in den letzten Jahren zur Messung der Röntgenstrahlung magnetisch eingeschlossener Plasmen wie Tokamak oder Stellarator benutzt /22-26/ und infolgedessen hat er für unsere Zwecke einen hohen Entwicklungsstand erreicht. In der vorliegenden Arbeit gelang es zum ersten Mal, das Bolometer zusammen mit einem Transmissionsgitter zur Messung der Strahlung lasererzeugter Plasmen erfolgreich einzusetzen.

Das lasererzeugte Plasma von Targets aus schwerem Material in Kombination mit dem Transmissionsgitterspektrometer und dem absolut messenden Bolometer läßt sich auch als eine spektral geeichte Strahlungsquelle für das weiche Röntgengebiet betrachten. Unter verschiedenen Anwendungsmöglichkeiten läßt sich diese Anordnung z.B. zur Eichung anderer Detektoren verwenden. Dies ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. In dieser Arbeit wurde auf diese Art ein photographischer Röntgenfilm Kodak 101-01 geeicht, der einen bequemen Detektor hoher Ortsauflösung und Empfindlichkeit darstellt. Es ist von Bedeutung, daß die Filmeichung mit einer gepulsten Quelle mit Belichtungen im Nanosekunden-Bereich durchgeführt wird, da für den hier betrachteten spektralen Bereich ( $\lambda \geq 10 \text{ \AA}$ ) eine Abhängigkeit der Empfindlichkeit von der Belichtungsdauer (Schwarzschildeffekt) vorliegen könnte.

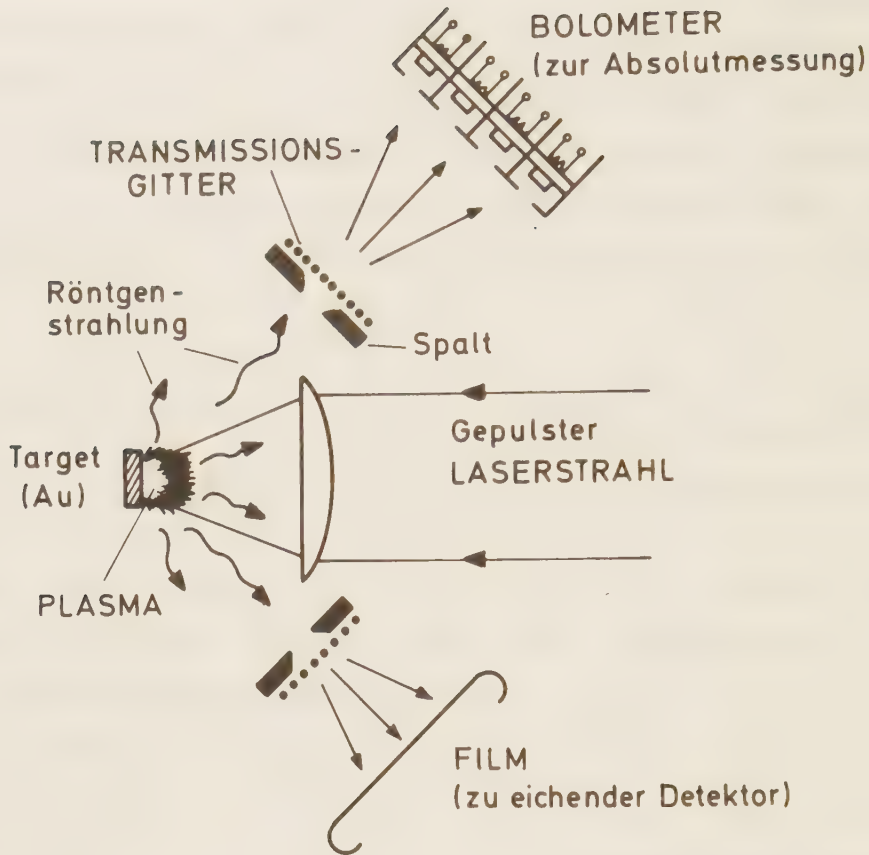


Abb. 1: Schematische Darstellung der Meßanordnung zur Eichung eines Detektors (Film). Das Bolometer dient zur Absolutmessung.

Da das Transmissionsgitter höhere Ordnungen erzeugt, müssen bei der Auswertung die höheren Ordnungen berücksichtigt werden. Dieses Problem ist für Detektoren, deren Empfindlichkeit nicht von der einfallenden Energie abhängt, wie etwa für das Bolometer, einfach. Dagegen ergeben sich für den Film, dessen Schwärzung nichtlinear von der einfallenden Energie abhängt, Komplikationen. Hierfür wurde ein Entfaltungsverfahren entwickelt, das in der Literatur bisher nicht beschrieben wurde.

Um die Anwendungsmöglichkeit der entwickelten weichen Röntgendiagnostik zu zeigen, wird die Strahlung lasererzeugter Plasmen in Abhängigkeit von der Kernladungszahl  $Z$  des Targetmaterials untersucht. Dieses Beispiel ist physikalisch interessant, da die Strahlungsprozesse, wie schon erwähnt, eine starke Abhängigkeit von  $Z$  zeigen sollten.

Solche Untersuchungen sind im Bereich höherer Photonenenergien öfter durchgeführt worden /18,19/. Jedoch im Bereich  $h\nu < 1 \text{ keV}$ , in dem die Hauptabstrahlung erfolgt, liegen bisher nur lückenhafte und unzuverlässige Messungen vor /5,6/. Die von uns für die verschiedenen Targetmaterialien gemessenen Spektren werden auch unter plasmaspektroskopischen Gesichtspunkten betrachtet und zur Bestimmung der Plasmatemperatur benutzt.

Diese Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Kap. 2 enthält eine Studie über geeignete Röntgendetektoren. Kap. 3 beschreibt die Optimierung der Bolometermeßanordnung für den Einsatz am lasererzeugten Plasma, Kap. 4 die Messung des Spektrums eines lasererzeugten Goldplasmas mit dem Bolometer und Kap. 5 die Eichung des Röntgenfilmes Kodak 101-01. In Kap. 6 wird die systematische Untersuchung der Strahlung in Abhängigkeit vom Targetmaterial durchgeführt. Im Anhang wird die Messung verschiedener Gitterparameter beschrieben, die für die Auswertung erforderlich sind.

## 2. Auswahl eines geeigneten Detektors zur Absolutmessung

### 2.1. Detektoren für weiche Röntgenstrahlung

Um die vom Lasererzeugten Plasma emittierte Strahlung, die durch das Transmissionsgitter spektral zerlegt wird (s. Abb. 1), absolut zu messen, ist ein geeigneter Detektor für das weiche Röntgengebiet erforderlich, an den wir folgende Anforderungen stellen:

- 1.) Der typische Spektralbereich soll  $50 \text{ eV} \leq h\nu \leq 1 \text{ keV}$  betragen.
- 2.) Die spektrale Empfindlichkeit des Detektors muß absolut bekannt sein. Wünschenswert ist eine spektrale Empfindlichkeit, die unabhängig von der Photonenenergie ist.
- 3.) Die Empfindlichkeit muß hoch genug sein, damit ein ausreichendes Signal-zu-Rausch-Verhältnis gewährleistet ist.

Tab. 1 zeigt eine Übersicht über verschiedene Detektortypen, die im weichen Röntgengebiet benutzbar sind. Eine kritische Überprüfung dieser Detektoren ergab, daß die sogenannten thermischen Strahlungsdetektoren am besten für unsere Zwecke geeignet sind.

Zu den thermischen Strahlungsdetektoren gehören das Bolometer, das Thermoelement und der pyroelektrische Detektor. Diese Detektoren messen die Temperaturerhöhung des Detektorkörpers infolge der absorbierten Strahlung. In dem gewünschten Energiebereich  $50 \text{ eV} \leq h\nu \leq 1 \text{ keV}$  ist keine spektrale Abhängigkeit der Empfindlichkeit zu erwarten, da die Röntgenstrahlung gut absorbiert wird: Reflexion ist an festen Körpern (z.B. Al, Cu, Au) im Bereich  $h\nu \geq 50 \text{ eV}$  vernachlässigbar /20,21/; erst im Bereich höherer Energien ( $h\nu > \text{einige keV}$ ) nimmt die Empfindlichkeit ab, da die Strahlung durch den Detektorkörper teilweise transmittiert wird.

Thermische Strahlungsdetektoren wurden bereits für Energiemessungen an Plasmen benutzt, z.B. Bolometer zur Messung von Röntgenstrahlung aus Plasmen mit magnetischem Einschluß /22-26/, Thermoelemente zur Messung der Energie von Plasmateilchen /27/.

Tab. 1: Mögliche Röntgendetektoren

| Detektortyp                    | Beispiel                                                   | Problematik                                                 |
|--------------------------------|------------------------------------------------------------|-------------------------------------------------------------|
| Thermischer Strahlungsdetektor | Bolometer<br>Thermoelement<br>Pyroelektrischer Detektor    | niedrige Empfindlichkeit                                    |
| Photographischer Film          | Kodak 101, SB2, RAR 2497 etc.                              | starke Variation der spektralen Empfindlichkeit             |
| Halbleiterdetektor             | Reticon<br>C.C.D.                                          | starke Variation der spektralen Empfindlichkeit             |
| photoelektrischer Detektor     | Vakuumphotodiode<br>offener Photomultiplier<br>Channeltron | starke Abhängigkeit von der Oberflächenbeschaffenheit       |
| Szintillator                   | NaI<br>NE 102                                              | Quantenausbeute für $h\nu < 1 \text{ keV}$ unbekannt        |
| Gasdetektor (Photoionisation)  | Proportionalzählrohr<br>Quantometer                        | dünne Fenster, Quantenausbeute des Zählrohrgases unbekannt. |

Die Absolutempfindlichkeit dieser Detektoren, deren Funktionieren auf einfachen physikalischen Prinzipien beruht, ist bekannt. Darüber hinaus läßt sich das Bolometer bequem direkt eichen, s. Abschn. 3.1.2. Ein Nachteil der thermischen Detektoren besteht darin, daß ihre Empfindlichkeit verglichen mit anderen Detektoren nicht sehr hoch ist. In Abschn. 2.2.2 wird das zu erwartende Signal-zu-Rausch-Verhältnis diskutiert.

Bei den übrigen in Tab. 1 aufgeführten Detektoren sehen wir folgende Probleme.

Die Empfindlichkeit von photographischen Filmen zeigt eine komplizierte spektrale Abhängigkeit /28-35/. Sie hängt vom Herstellungsprozeß sowie Details der Entwicklung ab und muß in jedem einzelnen Fall durch Eichung ermittelt werden.

Halbleiterdetektoren wurden für Messungen der Röntgenstrahlung lasererzeugter Plasmen im Bereich  $h\nu \geq 1$  keV vielfach verwendet /36/. Im weichen Röntgenbereich  $h\nu < 1$  keV ist jedoch die Empfindlichkeit nicht bekannt. Man erwartet hier Komplikationen infolge von Rekombination der vom Röntgenlicht erzeugten Elektron-Loch-Paare /37/.

Bei photoelektrischen Detektoren, wie z.B. der Vakuumphotodiode, dem offenen Photomultiplier oder dem Channeltron, muß die Quantenausbeute der Photokathode bekannt sein. Diese weist eine starke Abhängigkeit von der Wellenlänge auf und ist außerdem von der Beschaffenheit, z.B. der Alterung oder der Oxydation, der Detektoroberfläche abhängig /38,39/.

Eine Verwendung eines Szintillators in Kombination mit einem optischen Detektor ist denkbar. Aber unseres Wissens ist die Quantenausbeute des Szintillators im Bereich  $h\nu \leq 1$  keV unbekannt, siehe z.B. /40/.

Es gibt einen Vorschlag, eine Art des Zählrohrs, Quantometer, für die Absolutmessung der Strahlung lasererzeugter Plasmen u.a. im uns interessierenden Bereich zu verwenden /41/. Dieser Detektortyp erfordert jedoch ein gut definiertes dünnes und damit zerbrechliches Fenster (z.B.  $0.5 \mu\text{m}$  Plastikfolie), um das durch Röntgenphotonen ionisierte Zählrohrgas vom Vakuum in der Targetkammer zu isolieren. Außerdem muß die Quantenausbeute des Zählrohrgases im betreffenden Röntgenbereich ausreichend bekannt sein.

## 2.2 Thermische Strahlungsdetektoren zur Absolutmessung

Im folgenden erläutern wir kurz das Funktionsprinzip thermischer Strahlungsdetektoren (Bolometer, Thermoelement und pyroelektrischer Detektor). Ferner untersuchen wir die maximale Empfindlichkeit, die durch Rauschen begrenzt ist, um den am besten geeigneten Detektor zu ermitteln.

### 2.2.1 Funktionsprinzip der Detektoren

#### (1) Bolometer

Bei diesem Detektor wird die Änderung des elektrischen Widerstandes eines Materials, die durch die Temperaturänderung infolge der absorbierten Strahlung hervorgerufen wird, gemessen. Die Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes  $R(T)$  eines Materials ist im Zimmertemperaturbereich wie folgt /42/:

$$R(T) = R_0 \cdot (1 + \alpha \cdot T) \quad (1)$$

$R_0$  ist der elektrische Widerstand bei einer Bezugstemperatur,  $\alpha$  der Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes und  $T$  der Temperaturunterschied gegenüber der Bezugstemperatur.

Die Widerstandsänderung  $\Delta R$  auf Grund der Temperaturänderung  $\Delta T$  beträgt

$$\Delta R = R_0 \cdot \alpha \cdot \Delta T \quad (2)$$

Der elektrische Strom  $I$ , der im Bolometerwiderstand fließt, erzeugt die Spannungsänderung  $\Delta U$  als Meßsignal

$$\Delta U = I \cdot \Delta R \quad (3)$$

In unserem Fall ist die Lebensdauer des Plasmas ( $\sim$  ns) viel kleiner als die charakteristische Zeit  $\tau_c$  des Detektors (s. Abschn. 3.1.2). E sei die auf den Detektor fallende Energie, dann ist der Verlauf der Temperaturänderung

$$T(t) = \frac{E}{C} \exp\left(-\frac{t}{\tau_c}\right) \quad (4)$$

Hierbei ist  $\tau_c$  mit der gesamten Wärmekapazität  $C$  des Detektors und dem Wärmeverlustkoeffizient  $\beta$  wie folgt verknüpft:  $\tau_c = C/\beta$ .

## (2) Thermoelement

Bei diesem Detektor wird der thermoelektrische Effekt, der sog. Seebeck-Effekt, verwendet. Ist in einem Material ein Temperaturgradient vorhanden, entsteht ein elektrisches Feld in der Richtung dieses Gradienten:

$$E(X) = \psi \frac{dT(X)}{dX} \quad (5)$$

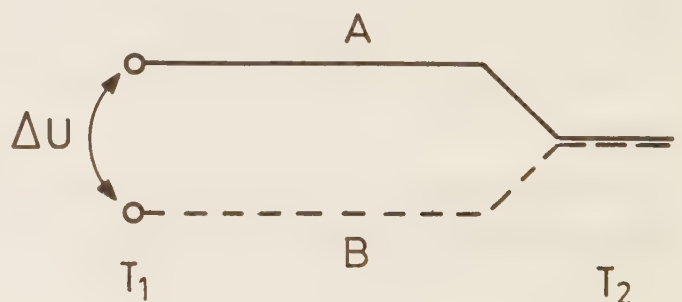
wobei  $\psi$  [V/K] der Seebeckkoeffizient ist, der vom Material abhängt. Wenn man an einer Seite die Enden von zwei verschiedenen Materialien A und B miteinander verbindet, an denen eine Temperatur  $T_2$  herrscht, dann entsteht an den beiden freien Enden, die eine Temperatur  $T_1$  haben, die Spannung  $\Delta U$  (Abb. 2):

$$\begin{aligned} \Delta U &= (\psi_A - \psi_B) \cdot (T_2 - T_1) \\ &= A \cdot \Delta T \end{aligned} \quad (6)$$

A beträgt z.B. beim Thermoelement aus Kupfer und Konstantan 52  $\mu\text{V/K}$  /43/.

Abb. 2:

Funktionsweise eines Thermoelementes



## (3) Pyroelektrischer Detektor

Im pyroelektrischen Material, z.B. Turmalin oder Triglyzerinsulfat (TGS), ist eine permanente elektrische Polarisation vorhanden, die von der Temperatur abhängig ist /44/. Eine Temperaturänderung durch Absorption von Strahlungsenergie verändert die Polarisation, und damit

den Potentialunterschied zwischen den beiden Seiten des Materials /45/. Die an der Oberfläche des Materials durch eine Temperaturänderung  $\Delta T$  erzeugte Ladung  $Q$  ist:

$$Q = F \cdot P(T) \cdot \Delta T \quad (7)$$

Hierbei ist  $F$  die Fläche des Detektors und  $P(T)$  die pyroelektrische Konstante. Hat der Detektor die Kapazität  $C_D$ , erzeugt er die Spannung  $U$  als Meßsignal.

$$U = \frac{Q}{C_D} \quad (8)$$

### 2.2.2 Eigenrauschen der thermischen Strahlungsdetektoren

Die untere Meßgrenze eines Detektors ist durch sein eigenes Rauschen festgelegt. D.h. das elektrische Signal, das von der zu messenden Strahlung hervorgerufen wird, muß größer sein als das eigene Rauschen des Detektors. Es ist sinnvoll, den Begriff "Rauschäquivalente Energie" einzuführen, die der Strahlungsenergie entspricht, die ein dem Rauschsignal äquivalentes Signal erzeugt.

Die theoretische Meßgrenze des Bolometers und des Thermoelementes wurde bereits von verschiedenen Autoren /46-53/ ausführlich untersucht. Um die rauschäquivalente Energie abzuschätzen, benutzen wir die Arbeit von R.C. Jones /47/. Dabei übertragen wir sinngemäß die von R.C. Jones für eine zeitlich kontinuierliche Strahlung durchgeführten Überlegungen auf eine gepulste Strahlung und schließen den pyroelektrischen Detektor in unsere Betrachtung mit ein. So lassen sich diese drei Detektortypen einheitlich betrachten.

Als Rauschquellen des Detektors kommen das elektrische Rauschen (Johnson-Rauschen) und die Energiefluktuation des Detektors in Frage. Das elektrische Rauschen entsteht auf Grund der thermischen Bewegung der Elektronen im Material, die eine zeitlich fluktuierende Spannung verursacht. Die Energiefluktuation des Detektors beruht auf dem Energieaustausch durch Strahlung und durch Wärmeleitung mit der Umgebung /54/.

### (1) Rauschäquivalente Energie des Bolometers

Wir definieren zuerst die Empfindlichkeit des Detektors S:

$$S \equiv \frac{\text{Ausgangssignal [V]}}{\text{Einfallende Energie [J]}}$$

Beim maximalen Ausgangssignal ( $t = 0$ ) von Gl. (4) wird mit Gl. (2)

$$\begin{aligned} S &= \frac{\alpha \cdot R_0 \cdot E / C \cdot I}{E} \\ &= \frac{\alpha \cdot R_0 \cdot I}{C} \end{aligned} \quad (9)$$

$\theta$  sei die Temperaturerhöhung des Detektors durch den Strom  $I$ , der im Bolometer fließt:

$$\theta = \frac{I^2 \cdot R_0}{\beta} \quad (10)$$

Dann wird mit  $\beta = C / \tau_c$

$$S = \alpha \cdot \left( \frac{R_0 \cdot \theta}{C \cdot \tau_c} \right)^{1/2} \quad (11)$$

Die Rauschspannung  $U_R$  des Widerstandsrauschens ist (siehe z.B. /55-57/):

$$U_R = (4 \cdot k \cdot T \cdot R_0 \cdot \Delta f)^{1/2} \quad (12)$$

Hierbei ist  $k$  die Boltzmann'sche Konstante,  $T$  die Temperatur des Bolometers,  $R_0$  der elektrische Widerstand des Bolometers und  $\Delta f$  die Bandbreite des Frequenzspektrums des Signals.

Für Abschätzzwecke benutzen wir als Bandbreite den reziproken Wert der charakteristischen Zeit  $\tau_c$ . Dann ist die rauschäquivalente Energie  $E_R$

des Widerstandsrauschens mit den Gln. (11), (12)

$$E_R = \frac{U_R}{S} = \left( 4k \cdot T^2 \cdot C \cdot \frac{1}{\alpha^2 \cdot \Theta \cdot T} \right)^{1/2} \quad (13)$$

Die rauschäquivalente Energie  $E_T$  auf Grund der thermischen Energiefluktuation des Detektors beträgt /54,58/:

$$E_T = (k \cdot T^2 \cdot C)^{1/2} \quad (14)$$

Dann wird die gesamte rauschäquivalente Energie  $E_m$ :

$$E_m = (E_R^2 + E_T^2)^{1/2} = \left\{ k \cdot T^2 \cdot C \cdot \left( 1 + \frac{4}{\alpha^2 \cdot \Theta \cdot T} \right) \right\}^{1/2} \quad (15)$$

## (2) Rauschäquivalente Energie des Thermoelementes

Mit der Gl. (6) erhält man für die Empfindlichkeit des Thermoelementes:

$$S = \frac{A}{C} \quad (16)$$

Die rauschäquivalente Energie  $E_R$  auf Grund des Widerstandsrauschens wird mit Gl. (12):

$$E_R = \frac{(4 \cdot k \cdot T \cdot C \cdot R \cdot \beta)^{1/2}}{A} \quad (17)$$

Beim Thermoelement hängen der elektrische Widerstand  $R$  und der Wärmeverlustkoeffizient  $\beta$  über das Wiedemann-Franz'sche Gesetz zusammen. Der gesamte Widerstand des Detektors wird von den zwei Materialien des Thermoelementes gebildet:

$$R = \rho_1 \cdot \frac{l_1}{a_1} + \rho_2 \cdot \frac{l_2}{a_2} \quad (18)$$

Es bedeuten  $\rho_{1,2}$  der spezifische Widerstand,  $l_{1,2}$  die Länge und  $a_{1,2}$  der Querschnitt jeweils des Materials 1 und 2.

Die thermische Energie, die aus der absorbierten Strahlungsenergie entsteht, wird durch Abstrahlung und durch Wärmeleitung des Thermo-  
elementes zum umgebenden Kühlkörper abtransportiert. Der Anteil der  
Abstrahlung ist verglichen mit dem der Wärmeleitung bei der kleinen  
Temperaturänderung  $\Delta T$  vernachlässigbar. Dann ist der Wärmeverlust-  
koeffizient  $\beta$  des Detektors

$$\beta = k_1 \frac{l_1}{a_1} + k_2 \frac{l_2}{a_2} \quad (19)$$

$\kappa_{1,2}$  ist die thermische Leitfähigkeit des Materials 1,2. Die thermische  
und elektrische Leitfähigkeit der beiden Materialien sind nicht sehr  
verschieden. Deswegen benutzen wir die Mittelwerte  $\rho = (\rho_1 + \rho_2)/2$   
und  $\kappa = (\kappa_1 + \kappa_2)/2$ . Ferner nehmen wir  $l_1 = l_2$  und  $a_1 = a_2$  an.  
Dann ist

$$R \cdot \beta = \kappa \cdot \rho \quad (20)$$

Das Wiedemann-Franz'sche Gesetz /59/

$$\kappa \cdot \rho = \frac{\pi^2}{3} \cdot \left( \frac{k}{e} \right)^2 \cdot T = L \cdot T \quad (21)$$

$$L = 2.45 \cdot 10^{-8} \quad (\text{Watt} \cdot \text{Ohm} / \text{K}^2):$$

Lorenz-Konstante

ergibt dann:

$$R \cdot \beta = L \cdot T \quad (22)$$

Die den Widerstandsrauschen äquivalente Energie  $E_R$  Gl. (17) wird  
damit:

$$E_R = \left( 4k \cdot T^2 \cdot C \cdot \frac{L}{A^2} \right)^{1/2} \quad (23)$$

Die gesamte rauschäquivalente Energie  $E_m$  beträgt dann bei Berück-  
sichtigung der Energiefluktuation Gl. (14):

$$E_m = \left\{ k \cdot T^2 \cdot C \cdot \left( 1 + \frac{4 \cdot L}{A^2} \right) \right\}^{1/2} \quad (24)$$

### (3) Rauschäquivalente Energie des pyroelektrischen Detektors

Mit den Gln. (7),(8) ergibt sich für die Empfindlichkeit des Detektors:

$$S = \frac{F \cdot P(T)}{C_D \cdot C} \quad (25)$$

Im Fall eines kapazitiven Elements beträgt die Rauschspannung  $U_R$  /56/

$$U_R = \left( \frac{kT}{C_D} \right)^{1/2} \quad (26)$$

$$E_R = \left( k \cdot T^2 \cdot C \cdot \frac{C_D \cdot C}{F^2 \cdot P^2(T) \cdot T} \right)^{1/2} \quad (27)$$

Mit Gl. (14) erhält man wiederum für die gesamte rauschäquivalente Energie  $E_m$ :

$$E_m = \left\{ k \cdot T^2 \cdot C \cdot \left( 1 + \frac{C_D \cdot C}{F^2 \cdot P^2(T) \cdot T} \right) \right\}^{1/2} \quad (28)$$

Der Übersichtlichkeit halber sind hier die Ergebnisse noch einmal zusammengefaßt:

#### (1) Bolometer

$$\Delta R = R_0 \cdot \alpha \cdot \Delta T \quad (2)$$

$$E_m = \left\{ k \cdot T^2 \cdot C \cdot \left( 1 + \frac{4}{\alpha^2 \cdot \Theta \cdot T} \right) \right\}^{1/2} \quad (15)$$

#### (2) Thermoelement

$$\Delta U = A \cdot \Delta T \quad (6)$$

$$E_m = \left\{ k \cdot T^2 \cdot C \cdot \left( 1 + \frac{4 \cdot L}{A^2} \right) \right\}^{1/2} \quad (24)$$

#### (3) Pyroelektrischer Detektor

$$U = \frac{Q}{C_D} \quad (8)$$

$$E_m = \left\{ k \cdot T^2 \cdot C \cdot \left( 1 + \frac{C_D \cdot C}{F^2 \cdot P^2(T) \cdot T} \right) \right\}^{1/2} \quad (28)$$

### 2.3 Entscheidung für das Bolometer

Wie wir im letzten Abschnitt gesehen haben, hängt die rauschäquivalente Energie für die drei Detektortypen von der Wurzel der Wärmekapazität ab. D.h. je kleiner die Dimension des Detektors ist, desto kleiner wird die rauschäquivalente Energie.

In Tab. 2 sind drei nach diesem Gesichtspunkt optimierte Detektoren, die uns auch praktisch zugänglich waren, zusammengestellt.

Es handelt sich dabei um ein empfindliches Bolometer, das für den Einsatz am JET-Tokamak im IPP zusammen mit der Firma Dr. Johannes Heidenhain entwickelt wurde /60/. Dieses Bolometer benutzt einen auf eine dünne Plastikfolie aufgebrachten Goldwiderstand  $R = 2.4 \text{ k}\Omega$ . Die Wärmekapazität beträgt auf Grund der geometrischen Abmessung ca.  $800 \text{ erg/K}$ . Eine ausführliche Beschreibung wird in Kap. 3 gegeben.

Was das Thermoelement betrifft, konnten wir keinen geeigneten fertigen Detektor finden. Da der Aufbau eines Thermoelementes einfach ist, wurde an den Eigenbau gedacht, wobei als Strahlungsabsorber eine  $5 \text{ }\mu\text{m}$  dicke Goldfolie mit einer Breite von  $1 \text{ mm}$  und einer Länge von  $1 \text{ cm}$  verwendet wird, an deren beiden Enden dünne Drähte aus Thermoelementmaterialien angeschweißt sind. Die geschätzte Wärmekapazität beträgt ca.  $1300 \text{ erg/K}$ .

Als Beispiel für einen pyroelektrischen Detektor wurde ein Fabrikat der Firma Polytec betrachtet /61/. Ein Element dieses 64teiligen Arrays hat eine Fläche von  $360 \text{ }\mu\text{m} \times 2 \text{ mm}$  bei einer  $\text{LiTaO}_3$ -Kristalldicke von  $50 \text{ }\mu\text{m}$ . Seine Wärmekapazität wird auf  $1300 \text{ erg/K}$  geschätzt.

In der Gegenüberstellung der drei Detektoren in Tab. 2 bedeutet  $F$  die Detektorfläche des einzelnen Kanals,  $C$  die Wärmekapazität und  $E_m$  die rauschäquivalente Energie des Detektors. Für die Berechnung der rauschäquivalenten Energie wurde beim Bolometer die Temperaturerhöhung  $\theta$  auf  $60^\circ \text{ C}$  und der Temperaturkoeffizient  $\alpha$  auf  $3 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  angenommen. Als thermoelektrische Konstante  $A$  wurde  $52 \text{ }\mu\text{V/K}$  (Kupfer-Konstantan) gewählt. Beim pyroelektrischen Detektor wurden  $P(T) = 17 \times 10^{-9} \text{ C/cm}^2 \cdot \text{K}$  und die Kapazität  $C_D = 17 \text{ pF}$  eingesetzt.

Tab 2:                      Gegenüberstellung thermischer Strahlungsdetektoren

| Typ                     | F<br>(mm x mm) | C<br>(erg/K) | E <sub>m</sub><br>(erg) |
|-------------------------|----------------|--------------|-------------------------|
| Bolometer               | 1 x 3          | 800          | $5.1 \times 10^{-4}$    |
| Thermoelement           | 1 x 10         | 1300         | $1.3 \times 10^{-3}$    |
| Pyroelektr.<br>Detektor | 0.4 x 2        | 1300         | $2.6 \times 10^{-3}$    |

Um zu beurteilen, ob die Messung mit den oben genannten Detektoren durchführbar ist, muß man neben der rauschäquivalenten Energie des Detektors auch die zu messende Strahlungsenergie kennen.

Anhand der Versuchsergebnisse anderer Labors und eigener Vorversuche wird erwartet, daß Laserplasmen mit Targets aus schwerem Material, z.B. Au, etwa die Hälfte der Laserenergie im weichen Röntgengebiet abstrahlen /5,6/. Für die Abschätzung nehmen wir an, daß diese Strahlung annähernd eine Planck'sche Verteilung hat.

Nach dem Stefan-Boltzmann'schen Strahlungsgesetz ( $\phi = \sigma T^4$ ) ergibt sich dann für unsere typische Laserintensität ( $\phi_L = 1 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ ) eine effektive Strahlungstemperatur  $kT = 80 \text{ eV}$ .

In Tab. 3 wird die auf den Detektor fallende Strahlungsenergie mit der rauschäquivalenten Energie  $E_m$  verglichen.

$E_{\text{max}}$  ist die im Maximum der Planck'schen Verteilung für  $kT = 80 \text{ eV}$  im Wellenlängenbereich von  $25 \text{ \AA}$  bis  $35 \text{ \AA}$  auf den Detektor fallende Energie. Dazu wird eine Auflösung  $\Delta\lambda = 10 \text{ \AA}$  gefordert, das Meßsystem entsprechend Abschn. 4.1.3 optimiert und die Effizienz des Transmissionsgitters von 10 % (s. Anhang A.1.1) angenommen.  $\Delta U$  bedeutet das dieser Strahlungsenergie entsprechende Ausgangssignal des Detektors, das verstärkt werden muß.

Tab. 3: Rauschäquivalente Energie im Vergleich mit der auf dem Detektor zu erwartenden Energie

| Typ                     | $E_m$<br>(erg)       | $E_{max}$<br>(erg) | $E_{max}/E_m$     | $\Delta U$<br>(V)    | $E'_m$<br>(erg)      |
|-------------------------|----------------------|--------------------|-------------------|----------------------|----------------------|
| Bolometer               | $5.3 \times 10^{-4}$ | 0.8                | $1.5 \times 10^3$ | $1.5 \times 10^{-5}$ | $2.5 \times 10^{-2}$ |
| Thermo-<br>element      | $1.3 \times 10^{-3}$ | 2.5                | $2 \times 10^3$   | $1 \times 10^{-7}$   | $1 \times 10^{-1}$   |
| Pyroelektr.<br>Detektor | $2.6 \times 10^{-3}$ | 1.3                | $5 \times 10^2$   | $8 \times 10^{-3}$   | $3.3 \times 10^{-2}$ |

Die Meßgrenze  $E'_m$  des Gesamtsystems, die sich auf Grund des Verstärkerrauschens ergibt, ist in Tab. 3 der Vollständigkeit halber ebenfalls angegeben. Der Wert  $E'_m$  für das pyroelektrische Element wurde dem Datenblatt /61/ entnommen. Für das Bolometer wurde der in dieser Arbeit erzielte Wert angegeben und für das Thermoelement ein Wert, den wir auf Grund von Testversuchen erwarten. (Es ist dabei zu berücksichtigen, daß der Innenwiderstand des Thermoelementes nur einige Ohm beträgt und damit wesentlich kleiner als der des Bolometers ist.)

Die Ergebnisse der Tab. 3 zeigen, daß die drei untersuchten thermischen Strahlungsdetektoren für die angestrebte Absolutmessung der Röntgenstrahlung geeignet sind, da ein ausreichender Abstand zwischen dem Meßsignal und der Rauschgrenze zu erwarten ist. Tab. 3 zeigt auch bei allen drei Detektoren einen ähnlichen Wert im Signal-zu-Rausch-Verhältnis, so daß von daher kein Detektor zu bevorzugen ist.

Bei der Auswahl eines bestimmten Detektors, nämlich des Bolometers, haben wir uns von mehr praktischen Gesichtspunkten leiten lassen, wie z.B. der zu erwartenden Störanfälligkeit gegen elektrische und magnetische Störfelder, die beim Laserschuß auftreten, oder gegen elektrisch geladene Plasmateilchen (Elektronen, Ionen) im expandierenden Laserplasma.

Hinzu kommt als entscheidender Vorteil, daß sich das Bolometer durch eine einfache und zuverlässige Methode eichen läßt, nämlich durch Aufheizen des Bolometerwiderstandes mit einem kurzen definierten Stromstoß. Diese Eichung läßt sich auch durchführen, wenn das Bolometer im Spektrometer eingebaut ist.

### 3. Aufbau und Optimierung der Bolometermeßanordnung

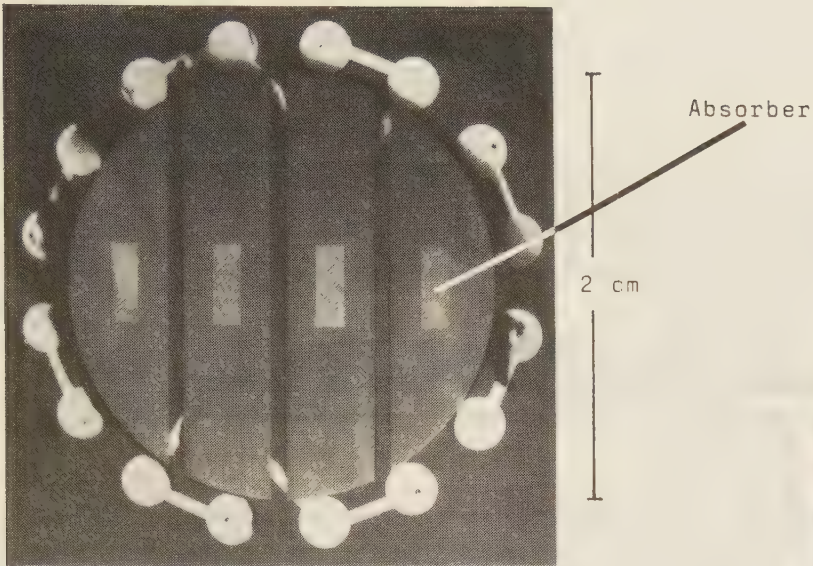
#### 3.1 Voruntersuchung des Bolometers

##### 3.1.1 Kurzbeschreibung des Bolometerkonzeptes

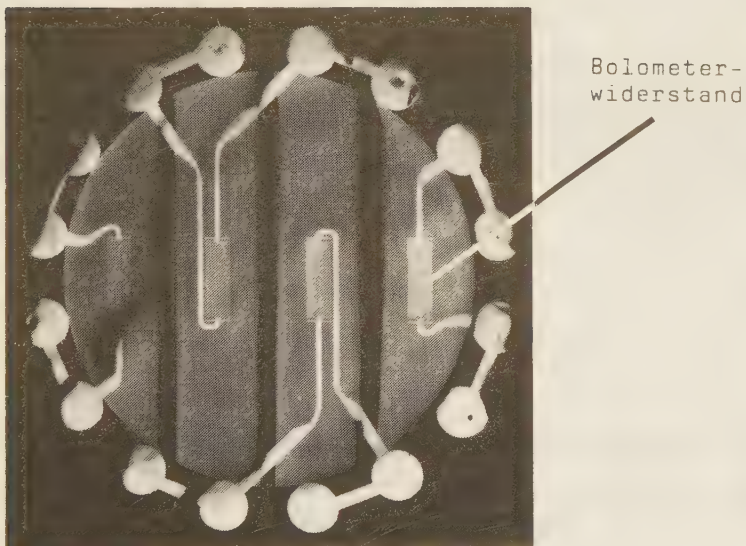
Die Abb. 3a zeigt die Bolometerfolie /60/. Es handelt sich dabei um eine Goldstruktur, die auf eine Kaptonfolie aufgebracht ist. Das Bolometer ist in Form eines Arrays mit vier Meßkanaleinheiten aufgebaut. Dies ermöglicht in der Anordnung Abb. 1 die gleichzeitige Messung von mehreren Wellenlängenbereichen bei einem Laserschuß. Auf der Vorderseite erkennt man die rechteckigen Bereiche, Absorber ( $1\text{ mm} \times 3\text{ mm}$ ), die die Röntgenstrahlung absorbieren. Abb. 3b zeigt die Rückseite der Folie, auf der die elektrischen Kontaktstellen, die Zuleitungen und die elektrischen Widerstände aufgedampft sind. Abb. 3c gibt die Leitungsbahnen des Bolometerwiderstandes vergrößert wieder.

In Abb. 4 ist das schematische Querschnittsbild des einzelnen Kanals dargestellt. Auf der Vorderseite der Trägerfolie aus  $7\text{ }\mu\text{m}$  dickem Kapton (2 in Abb. 4) ist eine  $0.1\text{ }\mu\text{m}$  dünne Goldschicht aufgedampft (4 in Abb. 4), auf dieser wiederum der  $4\text{ }\mu\text{m}$  dicke Absorber aus Gold (3 in Abb. 4). Die Leitungsbahn des Widerstandes ( $R \cong 2.5\text{ k}\Omega$ , 1 in Abb. 4) auf der Rückseite der Folie besteht aus  $0.1\text{ }\mu\text{m}$  dickem Gold (Breite =  $15\text{ }\mu\text{m}$ , gesamte Länge =  $1\text{ cm}$ ). Diese Bolometerfolie ist an beiden Seiten von einem zweigeteilten Aluminiumgehäuse (5 in Abb. 4) mit großer Masse, d.h. mit großer Wärmekapazität, umschlossen, das als Kühlkörper des Bolometers dient. Durch die Öffnung (6 in Abb. 4) des Gehäuses fällt die Röntgenstrahlung auf den Absorber. Die dünne Goldschicht (4 in Abb. 4) gewährleistet, daß eine gewünschte Wärmeabflußzeit vom Absorber zum Kühlkörper erzielt werden kann und verhindert - da die dünne Goldschicht mit dem Kühlkörper in elektrischem Kontakt steht -, daß sich auf der Folie eine Oberflächenladung bildet, die durch elektrostatische Effekte oder beim Laserschuß durch Photoelektronen /62/ bzw. durch elektrisch geladene Plasmateilchen erzeugt werden kann.

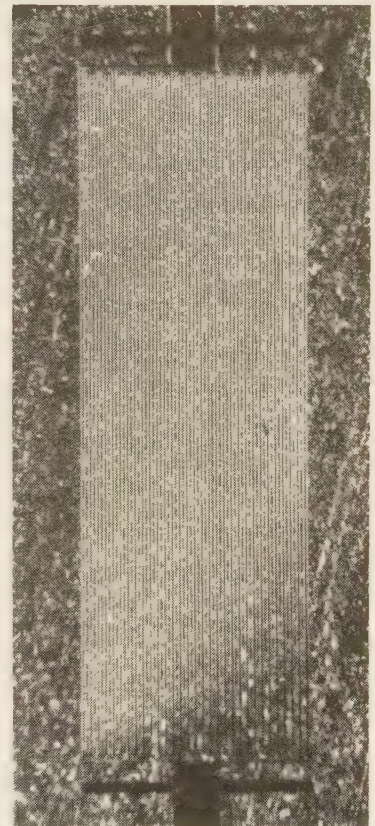
a: Vorderseite



b: Rückseite



c: Bolometerwiderstand  
(stark vergrößert)



1 mm

Abb. 3a-c: Bolometerfolie

Um die Widerstandsänderung des Bolometers zu messen, wird eine Wheatstone-Brückenschaltung (Abb. 5) verwendet. Ändert sich der Bolometerwiderstand  $\Delta R$  durch die Absorption der Röntgenstrahlung, wird die Meßspannung  $\Delta U$  bei der nullabgeglichenen Brücke:

$$\Delta U = \frac{U_0}{4R} \cdot \Delta R \quad (29)$$

wobei  $U_0$  die Versorgungsspannung für die Brücke ist.

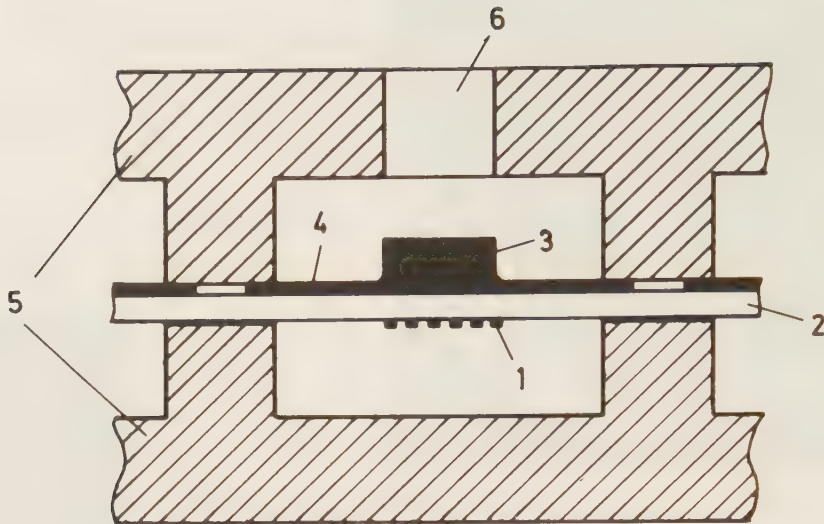


Abb. 4: Schnitt eines Bolometermeßkanals (schematisch)  
1: Leitungsbahn des Widerstandes  
2: Trägerfolie aus Kapton  
3: Absorber aus Gold  
4: Wärmeleitschicht aus Gold  
5: Kühlkörper  
6: Fenster

Die Brücke wird mit Gleichstrom betrieben, wobei die Versorgungsspannung  $U_0$  permanent an der Brücke anliegt.

Ein Vorteil der Brückenschaltung ist, daß bei nullabgeglichener Brücke kleine Schwankungen und Änderungen der Versorgungsspannung  $\Delta U_0$  kein Ausgangssignal  $\Delta U$  verursachen:

$$\Delta U = \frac{\Delta R}{2R} \cdot \Delta U_0 \quad (30)$$

### 3.1.2 Wichtige Bolometerparameter

#### (1) Zeitkonstanten des Bolometers

Das Bolometer hat zwei charakteristische Zeitkonstanten  $\tau_c$  und  $\tau_c$ .  $\tau_c$  charakterisiert den senkrechten Wärmeausgleich vom Absorber zum Bolometerwiderstand. Diese Zeit entspricht der Anstiegszeit des Bolometers bei momentaner Energiedeposition und beträgt etwa  $600 \mu\text{s} / 60^\circ$ .

$\tau_c$  gibt an, wie schnell die im Absorber gespeicherte Energie zur Umgebung abfließt und entspricht der Abklingzeit des Bolometersignals.  $\tau_c$  ist in der normalen Atmosphäre im wesentlichen durch Wärmetransport durch Luftmoleküle bestimmt und im Vakuum im wesentlichen durch die Wärmeleitung der dünnen Goldschicht.  $\tau_c$  wurde mit Hilfe einer Blitzlampe mit der Blitzdauer von  $0.5 \text{ ms}$  gemessen. Im Vakuum ( $P \leq 10^{-4} \text{ hPa}$ , entsprechend dem Druck in der Lasertargetkammer) liegt  $\tau_c$  für die vier Kanäle im Bereich  $400$  bis  $500 \text{ ms}$ . In der normalen Atmosphäre beträgt  $\tau_c \cong 100 - 150 \text{ ms}$ .

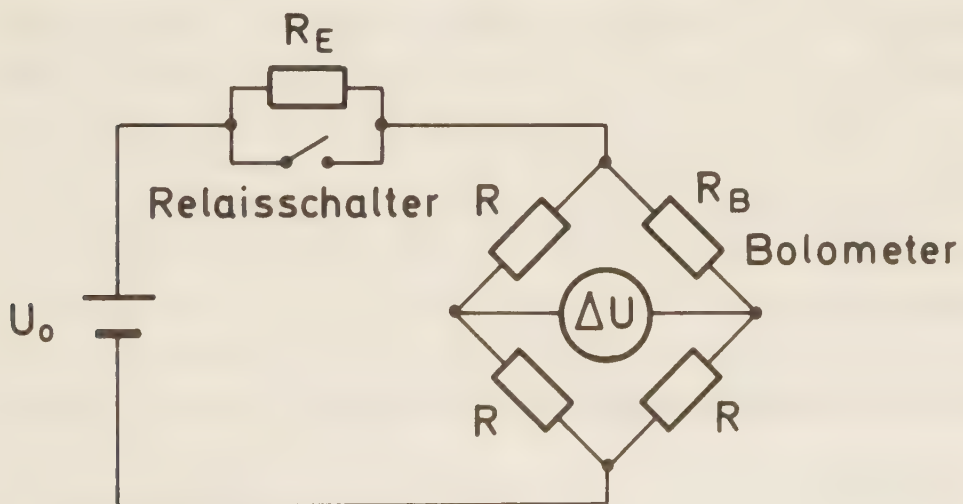


Abb. 5: Schematische Darstellung der Bolometermeßanordnung und die dazu gehörige Eichvorrichtung

Da  $\tau_{CL} \ll \tau_C$  ist, ist der Spitzenwert des Temperaturanstiegs des Bolometers in guter Näherung durch die momentan deponierte Energie  $E$  und die Wärmekapazität  $C$  bestimmt:

$$\Delta T = \frac{E}{C} \quad (31)$$

## (2) Bolometerwiderstand

Die Bolometerwiderstände wurden im Vakuum für verschiedene Versorgungsspannungen gemessen. Die Werte sind in Tab. 4 zusammengestellt. (Die tatsächliche Spannung am Bolometerwiderstand ist wegen der Brückenschaltung die halbe Versorgungsspannung.)

Tab. 4: Bolometerwiderstand (in Ohm) in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung

| Versorgungsspannung | 0 V  | 10 V | 15 V | 18 V | 20 V |
|---------------------|------|------|------|------|------|
| Kanal 1             | 2068 | 2197 | 2330 | 2418 | 2489 |
| Kanal 2             | 2016 | 2171 | 2323 | 2430 | 2514 |
| Kanal 3             | 2083 | 2220 | 2349 | 2449 | 2530 |
| Kanal 4             | 2061 | 2176 | 2287 | 2374 | 2430 |

Unsere Messung wird bei  $U_0 = 18 \text{ V}$  durchgeführt. Bei dieser Versorgungsspannung beträgt die Temperaturerhöhung nach Gl. (10) ca.  $65^\circ \text{ C}$ , wenn für  $\alpha$  der Wert für metallisches Gold  $3 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$  angenommen wird.

## (3) Bolometerempfindlichkeit: S

Die Bolometerempfindlichkeit  $S$  wurde durch einen Stromimpuls gemessen. Dazu wird ein kleiner Widerstand  $R_E$  in der Versorgungsleitung der Brücke durch einen schnellen Relaisschalter (Ansprechzeit =  $0.5 \text{ ms}$ ) für eine definierte Zeit von  $10 \text{ ms}$  ( $\ll \tau_C$ ) kurzgeschlossen (s. Abb. 5). Wichtig ist bei dieser Eichung, daß die Brückenwiderstände  $R$  (normale Metallschichtwiderstände) durch den Stromimpuls ihren Wert nicht

ändern. Diese Bedingung ist hier gut erfüllt, weil ihre Wärmekapazität wesentlich größer als die des Bolometers ist und zusätzlich der Temperaturkoeffizient  $\alpha$  eines normalen Metallschichtwiderstandes kleiner ist als der des Bolometerwiderstandes.

Die durch den Stromimpuls an das Bolometer in 10 ms zusätzlich abgegebene Heizenergie beträgt bei den verschiedenen Widerständen  $R_E$  von 0.78  $\Omega$ , 4.7  $\Omega$ , 9.4  $\Omega$  jeweils 8.9 erg, 50 erg und 100 erg (bei  $U_0 = 18$  V). Die Werte für die Bolometerempfindlichkeit  $S$  sind in Tab. 5 angegeben, wobei für  $\Delta U$  das Spitzensignal genommen wird.

Tab 5: Bolometerempfindlichkeit  $S$

|         | $S$ [ $\mu V/erg$ ] |
|---------|---------------------|
| Kanal 1 | $4.86 \pm 0.01$     |
| Kanal 2 | $4.92 \pm 0.02$     |
| Kanal 3 | $4.75 \pm 0.01$     |
| Kanal 4 | $4.91 \pm 0.04$     |

Bei diesem Eichverfahren wird nicht der Absorber, wie bei der Messung von Strahlung, sondern der Bolometerwiderstand aufgeheizt. Dennoch kann man annehmen, daß der dadurch verursachte Fehler vernachlässigbar ist, da der Absorber und der Bolometerwiderstand die gleiche Fläche besitzen und da wegen  $\tau_{c\perp} \ll \tau_c$  ( $\tau_{c\perp}/\tau_c \cong 10^{-3}$ ) der Temperaturausgleich zwischen Absorber und Widerstand ausreichend rasch erfolgt.

#### (4) Schätzwert der Wärmekapazität und des Wärmeverlustkoeffizienten

Mit den gemessenen Werten  $\tau_c$ ,  $R$  und  $S$  lassen sich die Wärmekapazität  $C$  und der Wärmeverlustkoeffizient  $\beta$  des Bolometers berechnen. Mit den Gln. (2) und (29) wird das Ausgangssignal der Bolometerbrücke

$$\Delta U = \frac{U_0 \cdot \alpha \cdot E}{4 \cdot C} \quad (32)$$

Auf Grund der Definition von  $S$  (s. Abschn. 2.2.2) ergibt sich:

$$S = \frac{\Delta U}{E} = \frac{U_0 \cdot \alpha}{4 \cdot C} \quad (33)$$

Dann wird die Wärmekapazität  $C$  (mit  $\alpha = 3 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ ):

$$C = \frac{U_0 \cdot \alpha}{4 \cdot S} = 2.8 \cdot 10^3 \text{ erg/K}$$

und der Wärmeverlustkoeffizient  $\beta$ :

$$\beta = \frac{C}{\tau_C} = 6.0 \cdot 10^3 \text{ erg/s} \cdot \text{K}$$

Dieser Wert für die Wärmekapazität  $C$  ist etwa dreimal größer als man auf Grund der Geometrie der Anordnung berechnet (s. Abschn. 2.3). Ein ähnliches Verhalten wurde auch an anderer Stelle gefunden /63/.

Die Ursache für diese Diskrepanz ist unklar, könnte aber damit zusammenhängen, daß die benutzten Materialkonstanten (Temperaturkoeffizient  $\alpha$  und spezifische Wärme) in dünnen Schichten ein abweichendes Verhalten gegenüber massivem Material besitzen.

Damit läßt sich abschließend betonen, daß die Berechnung der Detektoreigenschaften aufgrund des geometrischen Aufbaues und der Materialkonstanten infolge der erforderlichen kleinen Dimensionen nicht möglich ist. Die direkte Eichung des Detektors mit einem Stromimpuls ist deshalb für eine zuverlässige Absolutmessung entscheidend.

### 3.1.3 Störquellen

#### 3.1.3.1 Temperaturbedingte Fluktuation (niederfrequentes Rauschen)

Nach Gl. (33) nimmt die Empfindlichkeit  $S$  des Bolometers proportional mit der Versorgungsspannung  $U_0$  zu. Deswegen möchte man mit einer möglichst hohen Versorgungsspannung arbeiten, um ein großes Signal zu erhalten. Jedoch beobachteten wir bei großen Versorgungsspannungen ( $U_0 \geq 20 \text{ V}$ ) starke niederfrequente Fluktuationen des Signals (s. Abb. 6).

Abb. 6:

Niederfrequente Fluktuation des Bolometersignals bei zwei Versorgungsspannungen  $U_0$ . Die vertikale Skala ist in beiden Fällen gleich.

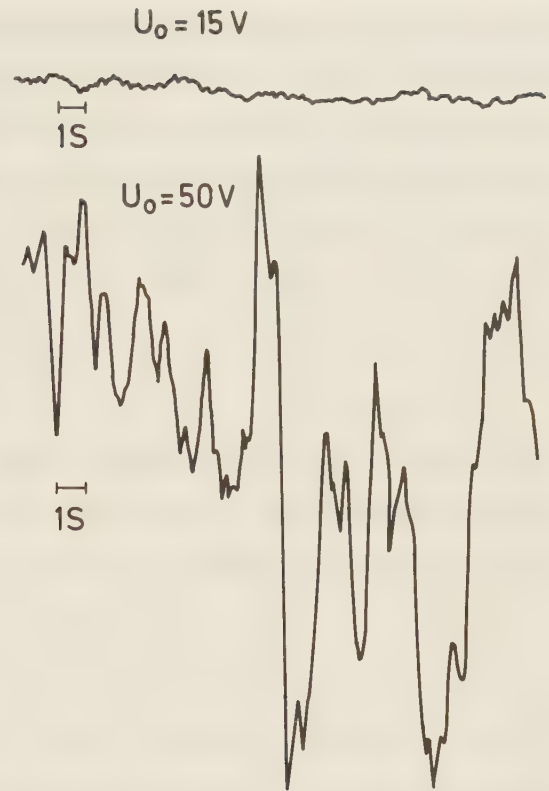
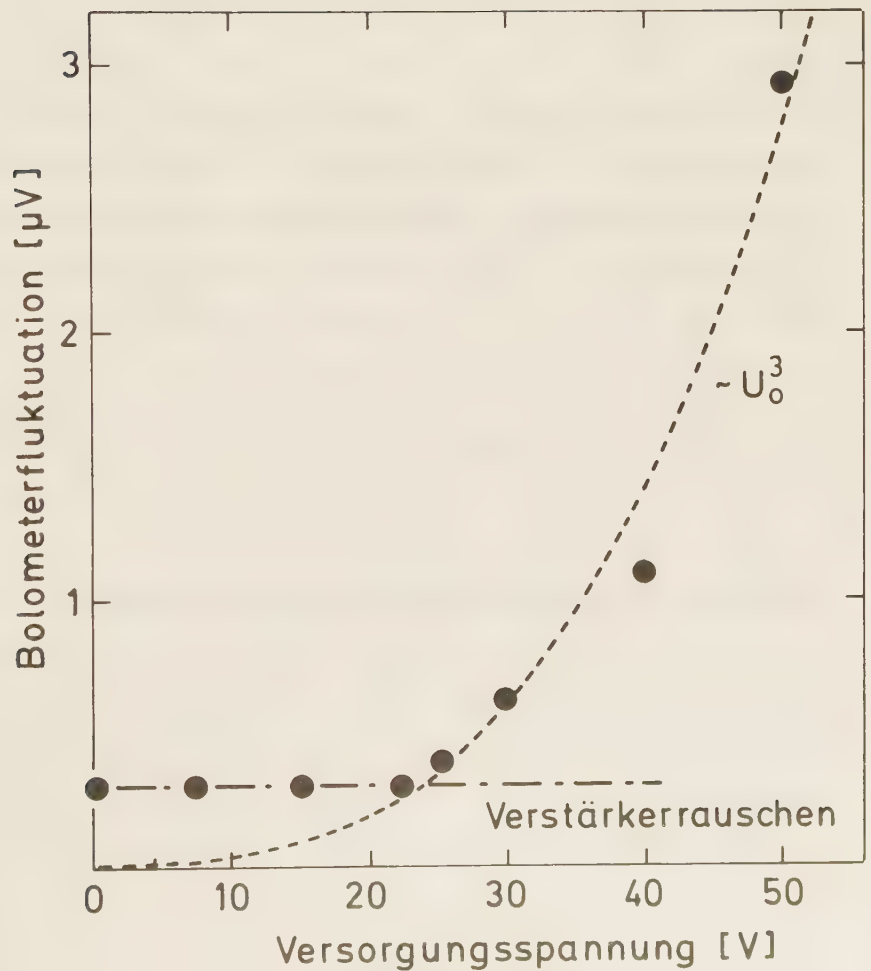


Abb. 7:

Spannungsamplitude der niederfrequenten Bolometerfluktuation in Abhängigkeit von der Versorgungsspannung



Der charakteristische Frequenzbereich liegt etwa bei 1 Hz. Die Fluktuationen nehmen ungefähr  $\propto U_0^3$  zu und übertreffen bei Versorgungsspannungen  $U_0 \geq 20$  V das Verstärkerrauschen (s. Abb. 7). Sie liegen damit bei Spannungen  $U_0 \geq 20$  V weit über dem in Abschn. 2.3 behandelten thermischen Eigenrauschen des Bolometers. Bei der Messung von Abb. 7 befand sich das Bolometer im Vakuum. Die gleiche Erscheinung ist auch in Luft zu beobachten, die Fluktuationen sind aber etwa drei Mal kleiner als im Vakuum.

Der genauere physikalische Grund für diese Fluktuationen ist nicht geklärt. Eine mögliche Ursache könnte Kontaktrauschen sein /57/. Aber Versuche mit verbesserten Kontaktstellen - z.B. durch Beschichten der Kontakte mit Gold - brachten keine Änderung. Es besteht die Möglichkeit, daß dieses niederfrequente Rauschen eine prinzipielle Eigenschaft des Bolometerwiderstandes selbst ist. Messungen von anderen Autoren /64,65/ an Goldschichten, ähnlich dem von uns benutzten Bolometerwiderstand, zeigten ebenfalls starke niederfrequente Fluktuationen, die über dem thermischen Eigenrauschen liegen. In /64/ wird auch der Einfluß der Temperatur auf diesen Effekt untersucht mit dem Ergebnis einer nur schwachen Temperaturabhängigkeit. Im Gegensatz dazu deuten unsere Ergebnisse darauf hin, daß die Temperaturerhöhung des Bolometers - z.B. durch Erhöhung der Versorgungsspannung - stärkere Fluktuationen bewirkt. Die Fluktuationen werden schwächer, wenn man das Bolometer in Luft anstatt im Vakuum betreibt. Nach Gl. (10) ist entsprechend den charakteristischen Zeitkonstanten ( $\tau_c = 400 - 500$  ms im Vakuum,  $\tau_c = 100 - 150$  ms in Luft) die Temperaturerhöhung in Luft um einen Faktor 3 - 4 kleiner als im Vakuum.

Auf Grund dieser Ergebnisse wird eine Versorgungsspannung von 18 V für den normalen Betrieb gewählt.

### 3.1.3.2 Druckempfindlichkeit des Bolometers

Das Bolometer spricht ähnlich wie das Vakuumdruckmeßgerät von Pirani /66/ sehr empfindlich auf Änderungen des Umgebungsdruckes an. Das

Pirani-Meßgerät mißt die Widerstandsänderung eines elektrisch geheizten dünnen Drahtes auf Grund seiner Temperaturänderung, die durch die Änderung des Wärmeverlustkoeffizienten infolge der Druckänderung verursacht wird. Der Meßbereich des Pirani-Meßgerätes liegt im allgemeinen zwischen 10 hPa und  $10^{-4}$  hPa. Bei niedrigem Druck  $P \leq 10^{-4}$  hPa verliert der Wärmetransport durch die Luftmoleküle seine Wirksamkeit gegenüber der Wärmeleitung im Draht.

In der Targetkammer ( $P \leq 10^{-4}$  hPa) steigt der Druck nach einem Laserschuß durch den Prozeß der Laserplasmaerzeugung an. Unsere Messung mit einer Penning-Entladungsröhre zeigte Druckerhöhungen  $\Delta P \sim 10^{-4}$  hPa, wobei der Druck nach einigen Sekunden infolge des Pumpens wieder seinen stationären Wert annimmt.

Um den Einfluß dieser Druckänderung festzustellen, wurde das Bolometer, dessen Eintrittsöffnung vor der direkten Strahlung vom Target abgeschirmt wurde, in die Targetkammer gebracht. Nach dem Laserschuß auf das Target registrierte das Bolometer ein Signal, das mit dem zeitlichen Verlauf des Druckes eindeutig korrelierte. Die Höhe dieses Druckstörsignals ist wesentlich größer als das erwartete Signal auf Grund der zu messenden Strahlung.

Um die Wirkung des Druckes auf das Bolometer besser zu charakterisieren, wurde das Bolometersignal in Abhängigkeit vom Druck direkt gemessen. Dazu wurde das Bolometer in eine Kammer gebracht, in der der Druck definiert geändert wurde, und gleichzeitig die Spannungsänderung am Bolometerbrückenausgang gemessen. In Abb. 8 ist die Druckempfindlichkeit  $dU/dP$  in Abhängigkeit vom Druck im Bereich 10 hPa bis  $10^{-4}$  hPa aufgetragen.  $dU/dP$  bleibt im Druckbereich von  $10^{-1}$  hPa bis  $10^{-3}$  hPa konstant und beträgt ca. 2 V pro Druckänderung von 1 hPa. In diesem Bereich erzeugt die durch den Laserschuß verursachte Druckänderung  $\Delta P \cong 10^{-4}$  hPa ein Bolometersignal von etwa 200  $\mu$ V, was eine viel zu große Störung ist verglichen mit den im  $\mu$ V-Bereich erwarteten Strahlungssignalen (vgl. Abschn. 2.3 und Tab. 3).

Für Drücke  $P \leq 10^{-3}$  hPa deutet die Messung (Abb. 8) eine Abnahme der Druckempfindlichkeit  $dU/dP$  an. In den Bereich unter  $10^{-4}$  hPa konnte

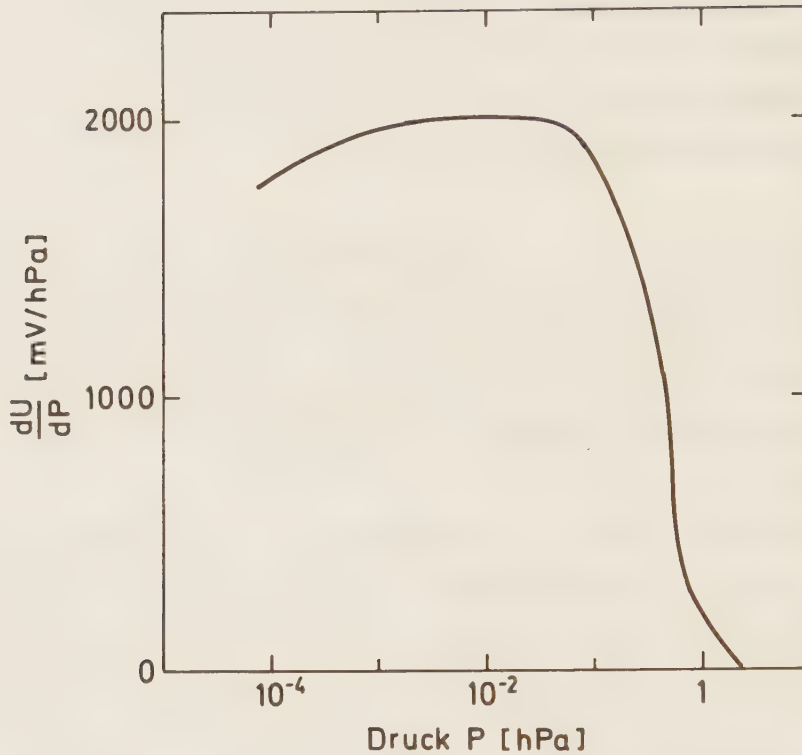


Abb. 8: Druckempfindlichkeit  $dU/dP$  des Bolometers in Abhängigkeit vom Umgebungsdruck

die Messung nicht ausgedehnt werden, da der Meßfehler wegen des Abdriftens der Bolometerbrücke zu groß wurde.

Dieses Ergebnis zeigt, daß es für die Messung sehr kleiner Strahlungsenergien wichtig ist, die durch das Plasma verursachte Druckstörung möglichst klein zu halten. Das gelingt durch die Benutzung einer separaten Kammer für das Bolometer in Verbindung mit einem differentiellen Pumpsystem. Der detaillierte Aufbau ist in Abschn. 4.2 beschrieben.

## 3.2 Elektrische Bolometer-Meßanordnung

### 3.2.1 Elektrische Schaltung

Abb. 9 zeigt den schematischen Aufbau der Bolometerbrücken mit vier Bolometermeßkanälen. Die Bolometerbrückenausgänge werden mit rauscharmen niederfrequenten Verstärkern (s. Abb. 11) kapazitiv gekoppelt. Die kapazitive Ankopplung erspart den ständigen Nullabgleich der Bolometerbrücke, deren langsames Abdriften sich auch nach langer Betriebsdauer nicht vermeiden ließ (Driftgeschwindigkeit  $\cong$  ein paar  $\mu\text{V}$  pro Sekunde).

Durch die kapazitive Ankopplung reicht es aus, die Brücke im mV-Bereich abzugleichen. Diese Spannung ist noch ausreichend klein gegen die Versorgungsspannung  $U_0$ , so daß Gl. (33) für die Empfindlichkeit ihre Gültigkeit behält. Zum Abgleich sind feste Metallschichtwiderstände in die Brücke eingebaut.

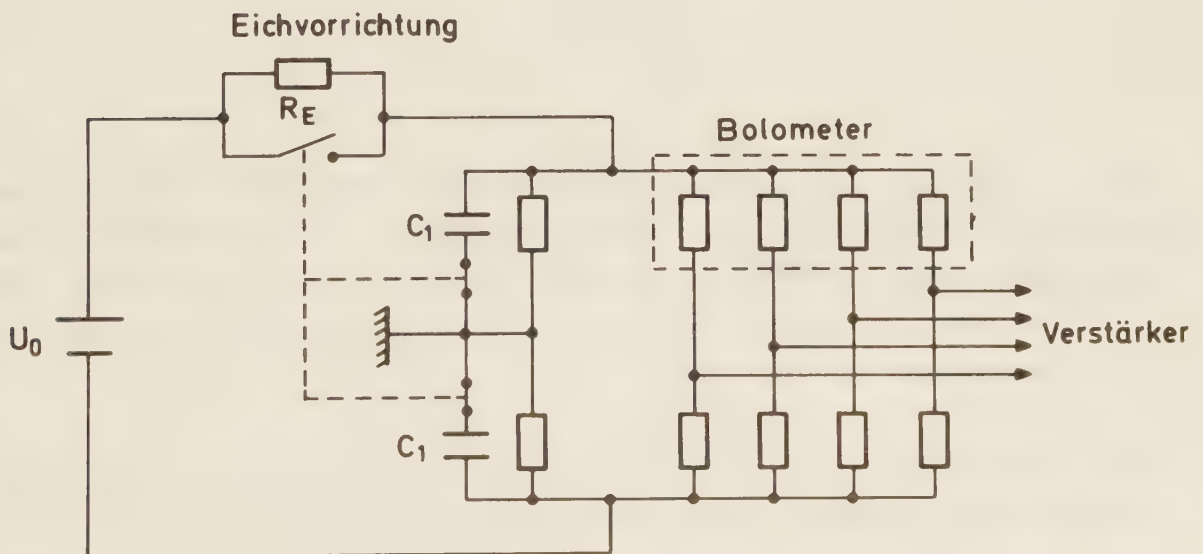


Abb. 9: Schematische Darstellung der 4-kanaligen Bolometermeßanordnung

Zur Versorgung dient ein stabilisiertes erdfreies Gleichstromnetzgerät mit zusätzlichem Tiefpaß-Filter (s. Abb. 10), das die zeitliche Spannungsänderung am Brückeneingang auf den für uns akzeptablen Wert von weniger als  $1 \mu\text{V}$  pro Sekunde hält.

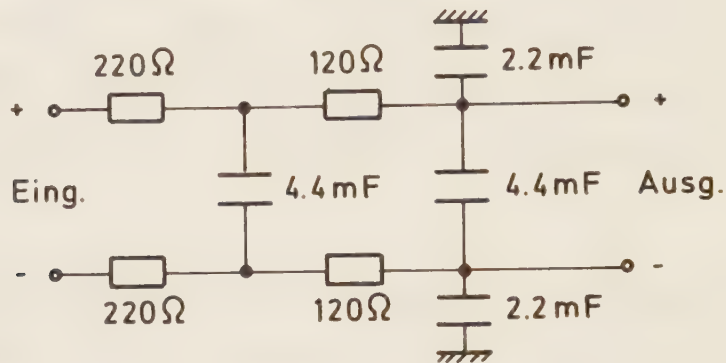


Abb. 10: Tiefpaß-Filter zur Stabilisierung der Versorgungsspannung für die Bolometerbrücke

Die in Abschn. 3.1.2 beschriebene Eichvorrichtung ist fest in die Schaltung eingebaut (s. Abb. 9) und dient dazu, die Empfindlichkeit des Bolometers zu jeder Zeit zu kontrollieren. Eine Änderung der Empfindlichkeit war jedoch während der Experimentierzeit von einem Jahr nicht feststellbar.

Die Kondensatoren  $C_1$  in Abb. 9 sollen das elektrische Übersprechen zwischen benachbarten Kanälen verringern (s. Abschn. 3.2.2).

Zur Verstärkung des Signals am Bolometerbrückenausgang wurde ein rauscharmer, niederfrequenter Verstärker gebaut. Seine maximale Verstärkung liegt bei einigen Hz (entsprechend  $1/\tau_c$ ). Höhere Frequenzen werden nicht verstärkt, wodurch starke Störfelder durch den Laserschuß mit kurzer Zeitdauer ( $\sim \text{ms}$ ) unterdrückt werden.

Bei einer geforderten Energieauflösung von 0.1 erg beträgt das Ausgangssignal der Bolometerbrücke  $0.5 \mu\text{V}$ . Das Eingangsrauschen des Verstärkers muß daher unter  $0.5 \mu\text{V}$  liegen. Als geeignet erwies sich das Chopper-Verstärker-Modul C101M der Firma Knick /67/. Die Spezifikation für das Eingangsrauschen beträgt  $0.15 \mu\text{V}$  (von Spitze zu Spitze) im Frequenzbereich 0.1 bis 10 Hz /67/, wobei die Eingangsspannungsquelle einen hohen Innenwiderstand bis zu  $10 \text{ k}\Omega$  haben kann. Realisiert werden diese günstigen Werte in dem Chopper-Verstärker dadurch, daß die sich langsam ändernde Eingangsspannung in eine rechteckige Wechselspannung der Frequenz 9 kHz zerhackt wird. Anschließend wird mit einem synchronisierten Demodulator die ursprüngliche Signalform wiederhergestellt. Durch dieses Verfahren können die Probleme bezüglich des  $1/f$ -Rauschens, der Nullpunktdrift und der Instabilität beim niederfrequenten Verstärker umgangen werden /68,69/.

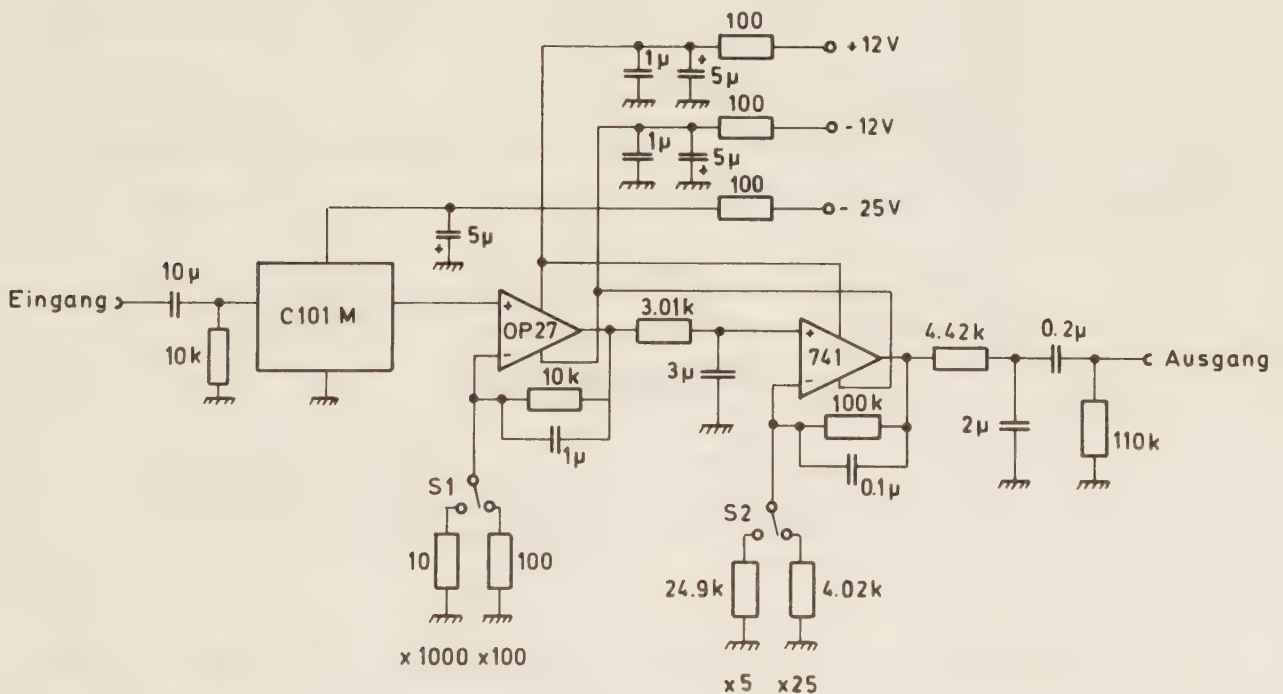


Abb. 11: Schaltskizze des rauscharmen niederfrequenten Verstärkers

Das Ausgangssignal des Chopper-Verstärkers wird von einem rausch-  
armen Operationsverstärker (OP 27) und einer weiteren Verstärkerstufe  
(mit Operationsverstärker 741) verstärkt (s. Abb. 11). Die Aus-  
gangssignale werden dann digital weiter verarbeitet. Durch die Schalter  
S1 und S2 läßt sich die Gesamtverstärkung, die maximale Gesamtver-  
stärkung liegt bei 6 Hz, von  $2 \times 10^4$  bis  $5 \times 10^5$  regeln.

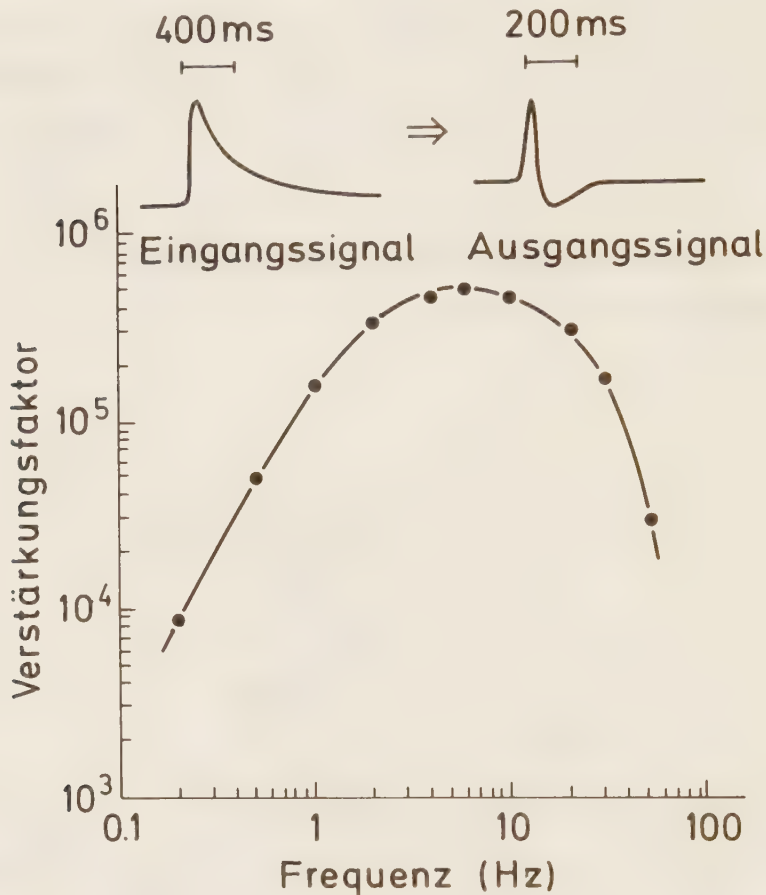


Abb. 12: Frequenzgang des Verstärkers (bei der höchsten Verstärkung). Die Verformung des vom Bolometer erzeugten Eingangssignals ist mit eingezeichnet.

Der Frequenzgang des Verstärkers ist in Abb. 12 zu sehen, in der ebenfalls das Signal am Brückenausgang und das verstärkte Signal dargestellt sind. Die Verformung des Ausgangssignals gegenüber dem Eingangssignal ist eine Folge des Frequenzganges des Verstärkers,

der durch den kapazitiven Eingangshochpaß und die verschiedenen RC-Glieder bewirkt wird. Er ist erwünscht, um das langsame Driften der Brücke im Niederfrequenzbereich und Störungen im höheren Frequenzbereich wie 50 Hz-Netzbrumm zu unterdrücken.

Ein Blockschaltbild der Meßanordnung ist in Abb. 13 dargestellt. Alle Bauelemente befinden sich zur Abschirmung magnetischer Störfelder in einer Umhüllung aus weichem Eisen. Beim Verlegen der Erdung wurde sowohl für diese Abschirmung als auch für die Elektronik, insbesondere bei der Konstruktion des Verstärkers, darauf geachtet, Erdschleifen zu vermeiden.

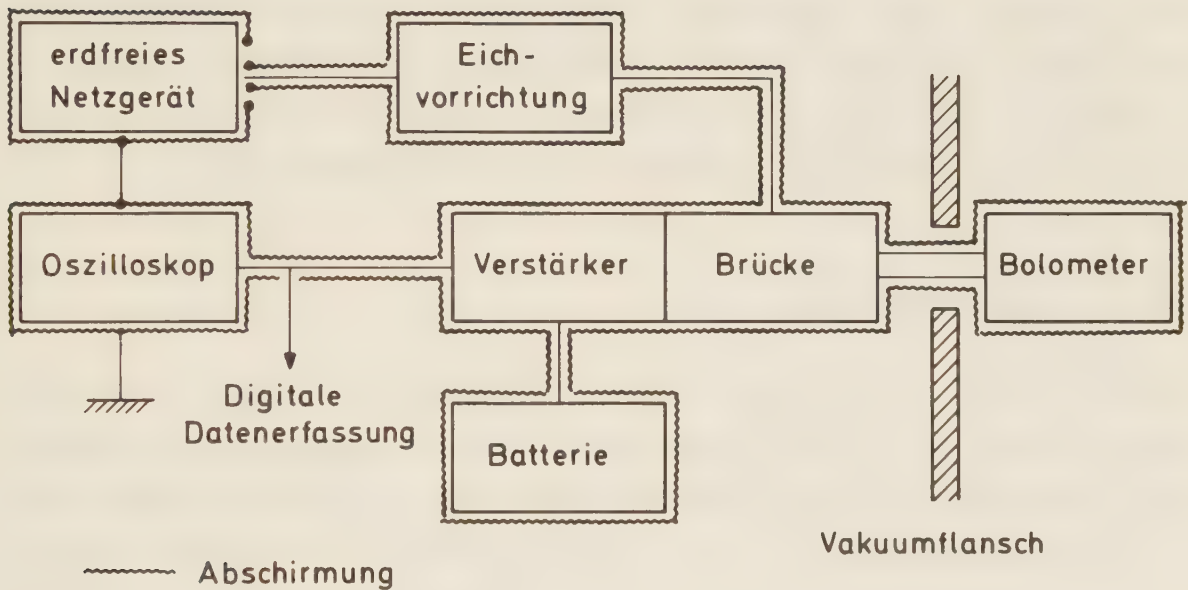


Abb. 13: Blockschaltbild der Bolometeranordnung

### 3.2.2      Übersprechen zwischen benachbarten Kanälen

Zur Vereinfachung der Anordnung wurden für die vier Bolometerkanäle keine separaten Brücken benutzt, sondern die Anordnung Abb. 9. In dieser Anordnung kann es zu einem elektrischen Übersprechen kommen: Ändert man durch Bestrahlung den Wert eines Bolometerwiderstandes, ändert sich die Belastung der Spannungsquelle und damit wegen ihres endlichen Innenwiderstandes die an der Brücke anliegende Spannung. Diese Spannungsänderung wird dann von den anderen Kanälen registriert.

Durch Einbau von zwei 4.4 mF-Kondensatoren ( $C_1$  in Abb. 9) ließ sich das Verhältnis Übersprechensignal/Signal auf einen ausreichend niedrigen Wert von 1 : 1000 reduzieren.

Das Problem des thermischen Übersprechens durch Wärmetransport zwischen benachbarten Kanälen wurde bereits für Bolometer dieser Art untersucht /60/. Es wurde nachgewiesen, daß es wegen der massiven Trennwände zwischen den Kanälen keine störende Rolle spielt.

### 3.2.3      Bolometereichung

Um das Bolometer zusammen mit dem Verstärker zu eichen, wird die Eichvorrichtung (s. Abb. 9) verwendet. Diese absolute Eichung läßt sich bei abgeschwächtem Verstärker (Einstellung 1 und 2) durchführen. Die zugefügte Energie, 8.8 erg, ist bei hoher Verstärkung (Stufe 3 und 4) zu groß. Deswegen wird hier eine Blitzlampe benutzt und der relative Unterschied des Verstärkungsfaktors zwischen den verschiedenen Stufen ermittelt. Die Schwankungen der Strahlungsenergie der Blitzlampe sind unter 10 %.

Das Ergebnis ist in Tab. 6 gezeigt. Als Signalspannung sind die maximale Signalhöhe (der Spannungsunterschied zwischen Anfangs- und Spitzenwert) angegeben. Der geschätzte Fehler liegt bei 5 %. Der Unterschied bei der Empfindlichkeit zwischen den verschiedenen Kanälen beruht hauptsächlich auf den etwas unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren der einzelnen Verstärker.

Tab. 6: Empfindlichkeit des Bolometers zusammen mit dem Verstärker: S (mV/erg)

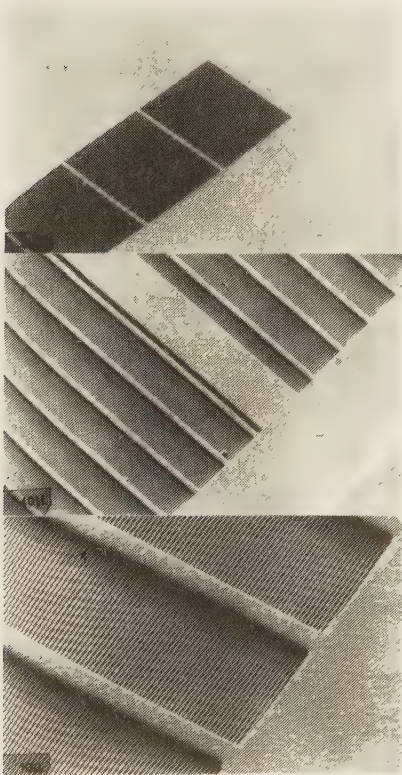
| Verstärkereinstellung | 1     | 2     | 3     | 4    |
|-----------------------|-------|-------|-------|------|
| Kanal 1               | 75.53 | 353.5 | 586.1 | 2175 |
| Kanal 2               | 75.91 | 359.1 | 627.8 | 2399 |
| Kanal 3               | 75.49 | 369.9 | 653.0 | 2672 |
| Kanal 4               | 75.62 | 348.6 | 560.3 | 2299 |

#### 4. Absolutmessung der weichen Röntgenstrahlung lasererzeugter Plasmen mit dem Bolometer

##### 4.1 Transmissionsgitterspektrometer

##### 4.1.1 Transmissionsgitter

Zur Messung der Röntgenstrahlung lasererzeugter Plasmen werden Transmissionsgitter in Kombination mit einem Spalt verwendet (s. Abb. 18). Die Transmissionsgitter bestehen aus Gold und haben 1000 bzw. 2000 Gitterstege pro mm /16/.



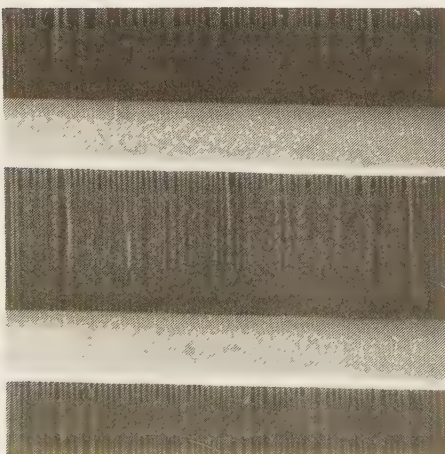
a

b

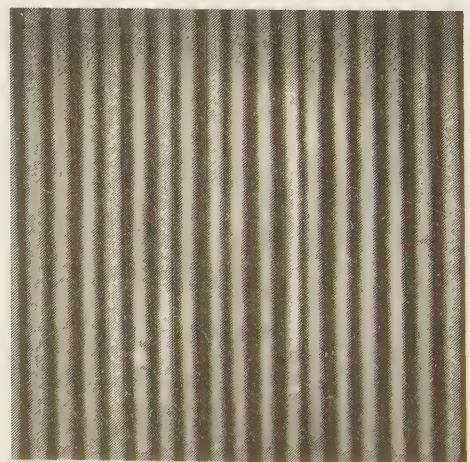
c

Abb. 14a-e:

Elektronenrastermikroskopaufnahmen von Transmissionsgittern mit 1000 l/mm (a,b und c) und mit 2000 l/mm (d und e)



d



e

5 μm

5 μm

Abb. 14a-e zeigen Elektronenmikroskopaufnahmen des Transmissionsgitters. Abb. 14a-c stellen den Gesamtüberblick der Struktur eines Transmissionsgitters mit 1000 l/mm dar. Man erkennt die feinen Gitterstege sowie eine gröbere Struktur, die zur mechanischen Unterstützung der feinen Gitterstege erforderlich ist. Abb. 14d und e zeigen ein Gitter mit 2000 l/mm, dessen Gitterstege eine Breite von knapp 0.25 µm haben. Wie man sieht, sind die Abstände zwischen den Stegen nicht völlig regelmäßig, d.h. es sind Gitterfehler vorhanden. Trotzdem wird in diesem Abschnitt für die Diskussion einiger grundsätzlicher Fragen ein ideales Gitter zugrunde gelegt. Das realistische Transmissionsgitter mit Gitterfehlern und Phaseneffekten auf Grund der endlichen Stegdicke wird im Anhang ausführlich betrachtet und bei der Auswertung entsprechend berücksichtigt.

#### 4.1.2 Spektrale Auflösung des Spektrometers

Wir betrachten monochromatische Röntgenstrahlung mit der Wellenlänge  $\lambda$ , die an dem Gitter gebeugt wird. Interferenzmaxima erhält man bei Winkeln  $\theta$ , die der Bedingung

$$n\lambda = a \cdot \sin \theta \quad (34)$$

genügen ( $a$  ist die Gitterkonstante,  $n$  eine ganze Zahl). Für die hier durchgeführten Messungen ist die 1. Ordnung von wesentlicher Bedeutung (s. Anhang). Im folgenden wird deshalb  $n = 1$  gesetzt.

Die Wellenlängenauflösung (d.h. kleinste auflösbare Wellenlängendifferenz)  $d\lambda$  des Spektrometers ist durch die Breite  $dX$  des Beugungsmaximums der auf die Detektorebene fallenden monochromatischen Strahlung bestimmt. Der Abstand zwischen der Röntgenquelle und dem Transmissionsgitter sei  $r$  und der Abstand zwischen der Röntgenquelle und der Detektorebene  $R$  (s. Abb. 15). Mit Gl. (34) wird

$$d\lambda = \frac{a}{R - r} \cdot dX \quad (35)$$

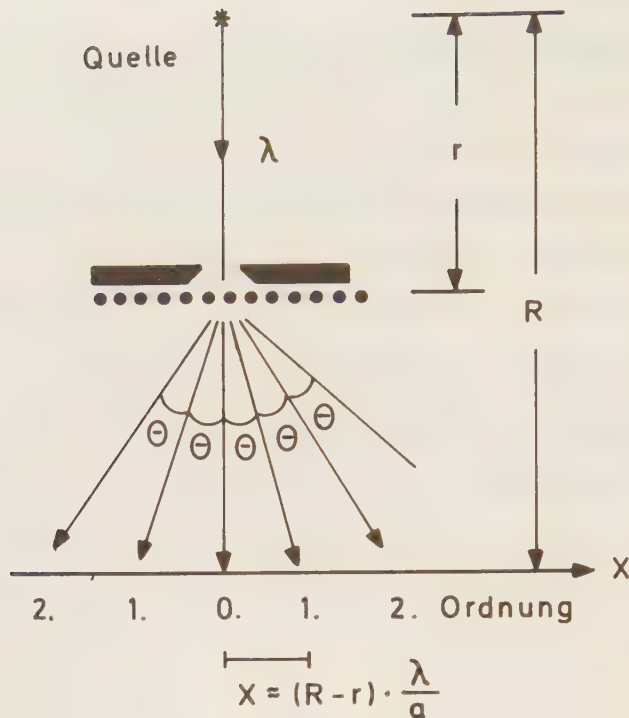


Abb. 15: Schematische Darstellung des Transmissionsgitterspektrometers

Die maximale Wellenlängenauflösung ist dann erreicht, wenn die Breite  $dX$  durch die Fraunhofer'sche Beugung bestimmt ist, d.h. wenn  $R - r$  sehr groß ist. Genauer gesagt, tritt dieser Fall dann ein, wenn die Fresnel'sche Zahl  $s^2/(R-r) \cdot \lambda$  viel kleiner als 1 ist. Die Breite  $dX$  ist auf Grund der Beugung am Spalt mit der Breite  $s$ :

$$dX_B \approx (R - r) \cdot \frac{\lambda}{s} \quad (36)$$

Gl. (35) ergibt dann für die Wellenlängenauflösung  $d\lambda_B$ , wenn man berücksichtigt, daß sich  $m = s/a$  Gitterstege in der Spaltbreite befinden, die bekannte Beziehung:

$$d\lambda_B = \frac{a \cdot \lambda}{s} = \frac{\lambda}{m} \quad (37)$$

Aus Gründen der Optimierung der auf den Detektor fallenden Energie (s. Abschn. 4.1.3) ist es sinnvoll mit kleineren Abständen zu arbeiten, bei denen die Fresnel'sche Zahl  $> 1$  ist. Dann ist  $dX$  durch das geometrisch optische Schattenbild bestimmt (s. Abb. 16). Es sind je nach Quellengröße  $D$  zwei Fälle zu unterscheiden, der Fall der punktähnlichen

Quelle, in dem die Spaltbreite wesentlich größer als die Ausdehnung  $D$  der Quelle ist, und der umgekehrte Fall der ausgedehnten Quelle, in dem  $D$  wesentlich größer ist als die Spaltbreite.

Es gilt im Fall der punktförmigen Quelle ( $D \leq \frac{R}{R-r} \cdot s$ ) :

$$dX_{1/2} = \frac{R}{r} \cdot s \quad (38)$$

und mit Gl. (35)

$$d\lambda_{1/2} = \frac{a}{R-r} \cdot \frac{R}{r} \cdot s \quad (39)$$

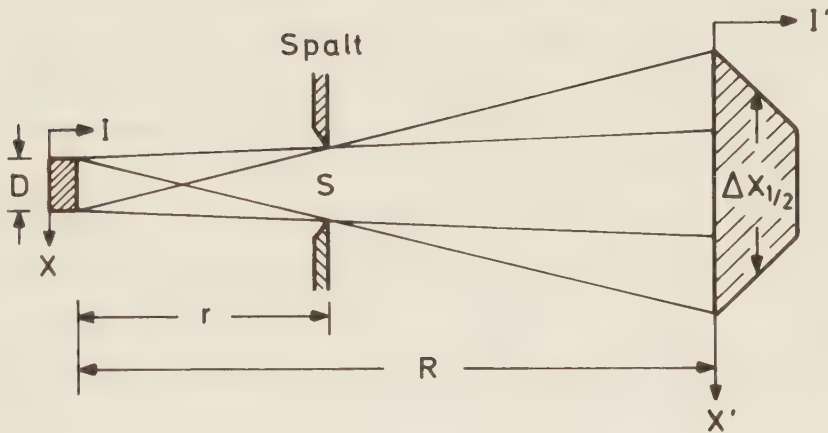


Abb. 16: Das geometrisch optische Schattenbild der Lichtquelle auf der Detektorebene

und entsprechend im Fall der ausgedehnten Quelle ( $s \leq \frac{R-r}{R} \cdot D$ ) :

$$dX_{1/2} = D \cdot \left( \frac{R}{r} - 1 \right) \quad (40)$$

und

$$d\lambda_{1/2} = \frac{a \cdot D}{r} \quad (41)$$

#### 4.1.3 Optimierung für hohes Detektorsignal

Hier wollen wir die Beziehung zwischen der vom Plasma abgestrahlten und der an der Detektoroberfläche ankommenden Energie aufstellen, um die optimale Anordnung des Spektrometers zusammen mit dem Bolometer zu ermitteln.

$E_{\lambda,\Omega} = d^2E/d\lambda d\Omega$  sei die vom Plasma in den Wellenlängenbereich  $d\lambda$  und den Raumwinkel  $d\Omega$  bei der Wellenlänge  $\lambda$  emittierte Energie und  $\varepsilon(\lambda)$  sei die Energie pro Fläche, die auf den Detektor des Spektrometers fällt. Dann gilt

$$f(\lambda) \cdot E_{\lambda,\Omega} \cdot d\lambda \cdot d\Omega = \varepsilon(\lambda) \cdot dX \cdot R \cdot d\phi \quad (42)$$

$f(\lambda)$  ist die Effizienz des Transmissionsgitters (s. Anhang A.1). Der Raumwinkel  $d\Omega = d\theta \cdot d\phi$  ist durch die Spaltbreite ( $d\phi = s/r$ ) und durch die bestrahlte Detektorhöhe  $R \cdot d\phi$  bestimmt.  $dX \cdot R \cdot d\phi$  ist die bestrahlte Detektorfläche. Auf Grund der linearen Dispersion, Gl. (35), lassen sich  $d\lambda$  und  $dX$  eliminieren (1. Ordnung) und man erhält für die auf den Detektor fallende Energie pro Fläche:

$$\varepsilon(\lambda) = f(\lambda) \cdot E_{\lambda,\Omega} \cdot \frac{a \cdot s}{r \cdot R \cdot (R - r)} \quad (43)$$

Dieses Ergebnis gilt sowohl für eine punktähnliche als auch für eine ausgedehnte Quelle.

Nun wollen wir feststellen, für welche Werte von  $R$ ,  $r$  und  $s$  die auf den Detektor fallende Energie maximal wird, wobei eine bestimmte Wellenlängenauflösung  $d\lambda$  gefordert wird und die Detektorbreite  $dX$  vorgegeben wird. Details der Lösung dieses Problems werden übergangen.

Man stellt fest, daß  $\varepsilon(\lambda)$  seinen maximalen Wert  $\varepsilon_{\max}(\lambda)$  gerade bei dem Übergang von der punktähnlichen zur ausgedehnten Quelle

( $R = (R-r) \cdot D/s$ ) erreicht. Mit Gln. (38) und (39), bzw. Gln. (40) und (41) wird dann:

$$\epsilon_{\max}(\lambda) = f(\lambda) \cdot E_{\lambda, \Omega} \cdot \frac{d\lambda^3}{a^2} \cdot \frac{1}{(dX + D)^2} \quad (44)$$

wobei

$$R = \frac{a}{d\lambda} \cdot (dX + D) \quad , \quad r = \frac{a \cdot D}{d\lambda}$$

und

$$s = \frac{dX \cdot D}{dX + D}$$

Wird als Länge des Detektors  $m \cdot dX$ , also das  $m$ -fache der Breite  $dX$ , eingesetzt, ist die gesamte Fläche des Detektors  $m \cdot dX^2$ . Dann wird von Gl. (48) die auf den Detektor fallende maximale Strahlungsenergie  $W_{\max}(\lambda)$

$$\begin{aligned} W_{\max}(\lambda) &= \epsilon(\lambda)_{\max} \cdot m \cdot dX^2 \\ &= m \cdot f(\lambda) \cdot E_{\lambda, \Omega} \cdot \frac{d\lambda^3}{a^2} \cdot \left( \frac{1}{1 + D/dX} \right)^2 \end{aligned} \quad (45)$$

Die auf den Detektor fallende Energie  $W_{\max}(\lambda)$  hängt also sehr stark von der geforderten spektralen Auflösung ab ( $\propto d\lambda^3$ ). Auch sind Gitter mit einer kleinen Gitterkonstante  $a$  günstig, wobei allerdings die Abstände  $r$  und  $R$  linear mit  $a$  geändert werden müssen. Für die Bolometermessung wurde aus diesem Grund das 2000 l/mm Gitter benutzt.

## 4.2 Versuchsaufbau

Der benutzte Versuchsaufbau ist in Abb. 17 schematisch dargestellt.

Das zu untersuchende Plasma wird mit einem Nd-Glaslaser erzeugt, der aus einem Laser-Oszillator, einem Pulsschneidesystem und insgesamt 7 Verstärkern besteht. Der Laser-Oszillator arbeitet im aktiven Q-Switch-betrieb und liefert einen Puls mit einer Pulsdauer von 25 ns. Das

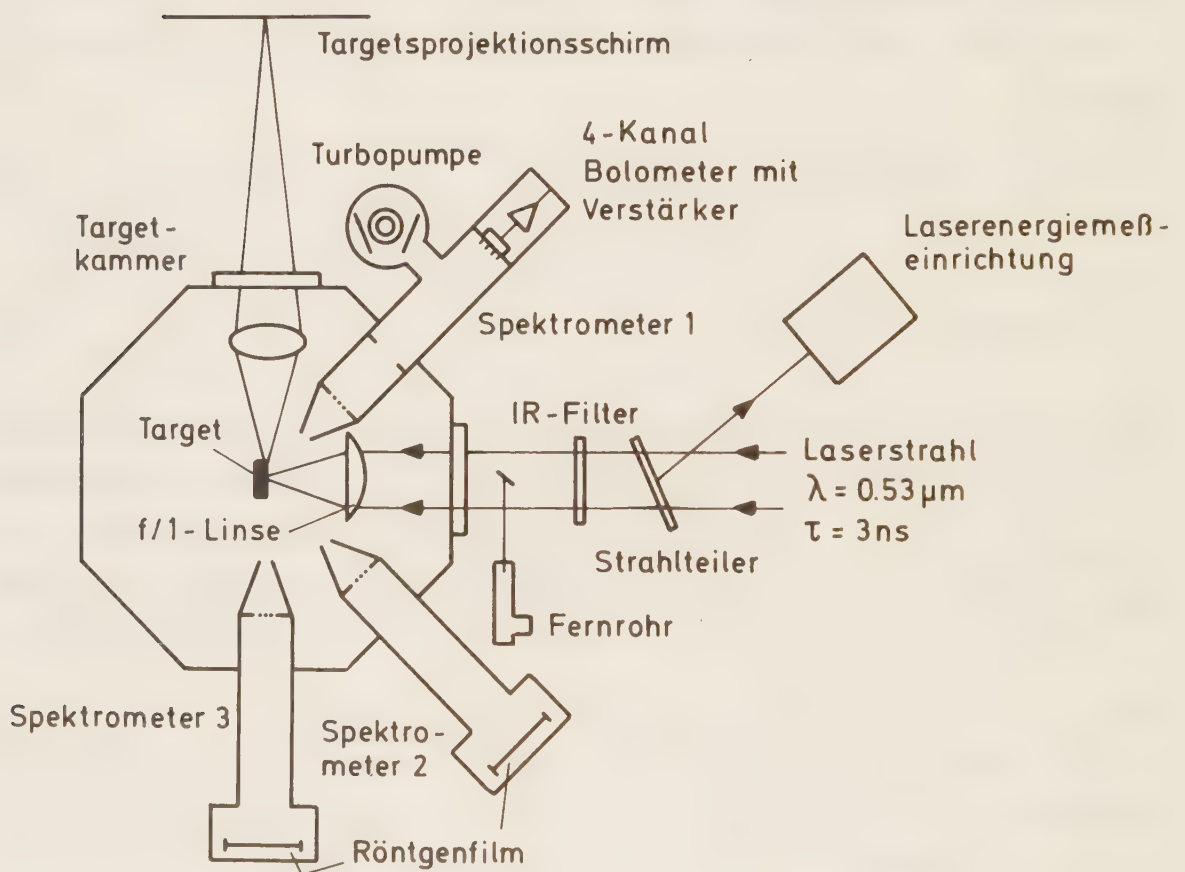


Abb. 17: Überblick über den Versuchsaufbau

Pulsschneidesystem schneidet mit Hilfe einer Pockelszelle einen 3 ns-Puls aus dem 25 ns-Puls heraus /70/, der danach auf 30 J verstärkt wird. Der Abstand von Schuß zu Schuß ist durch die Kühlung des Verstärkers bedingt und beträgt ca. 10 min.

Das Laserlicht wird mit einem KDP-Kristall frequenzverdoppelt ( $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$ ). Die durchschnittliche Laserenergie des frequenzverdoppelten Lichts beträgt ca. 7 J bei einer Pulsdauer von 3 ns (FWHM). Das durch den Kristall transmittierte  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ -Licht wird von einem IR-Filter um einen Faktor  $10^6$  abgeschwächt. Die Laserenergie und Pulsform wird von einer geeichten Diode gemessen.

Der Durchmesser des Laserflecks auf dem Target beträgt  $100 \mu\text{m}$ . Für eine Laserenergie von 7 J erhält man dann auf dem Target eine Intensität von  $3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ . Als Targets werden Folien aus verschiedenem Material, insbesondere aus  $20 \mu\text{m}$  dicken Goldfolien, verwendet.

Zwei Transmissionsgitterspektrometer, eins mit dem vierkanaligen Bolometer, das andere mit einem Röntgenfilm (Kodak 101-01) als Detektor sind unter  $45^\circ$  symmetrisch zur Laserachse eingebaut. Zusätzlich wird noch ein Spektrometer (Kodak 101-01 als Detektor)  $90^\circ$  zur Laserachse montiert, um die Winkelverteilung der Röntgenstrahlung des Plasmas und die Plasmagröße zu messen.

Abb. 18 zeigt die schematische Darstellung der Meßanordnung der Kombination vom Transmissionsgitterspektrometer und Bolometer. Um Druckstörungen infolge des Laserschusses zu reduzieren (s. Abschn. 3.1.3.2), bildet das Spektrometer eine separate Kammer. Spektrometerkammer und Targetkammer sind lediglich durch den Spalt und das Gitter als vakuummäßige Öffnung verbunden. Der Innenraum des Spektrometers ist durch Trennwände, die teilweise auch als Filterhalter dienen, in mehrere Kammern geteilt. Damit soll der durch das Plasma bewirkte Druckanstieg möglichst im Bolometerbereich klein sein. Wegen des für das Bolometer erforderlichen guten Vakuums ( $P < 10^{-4} \text{ hPa}$ ) hat die Spektrometerkammer eine separate Pumpe.

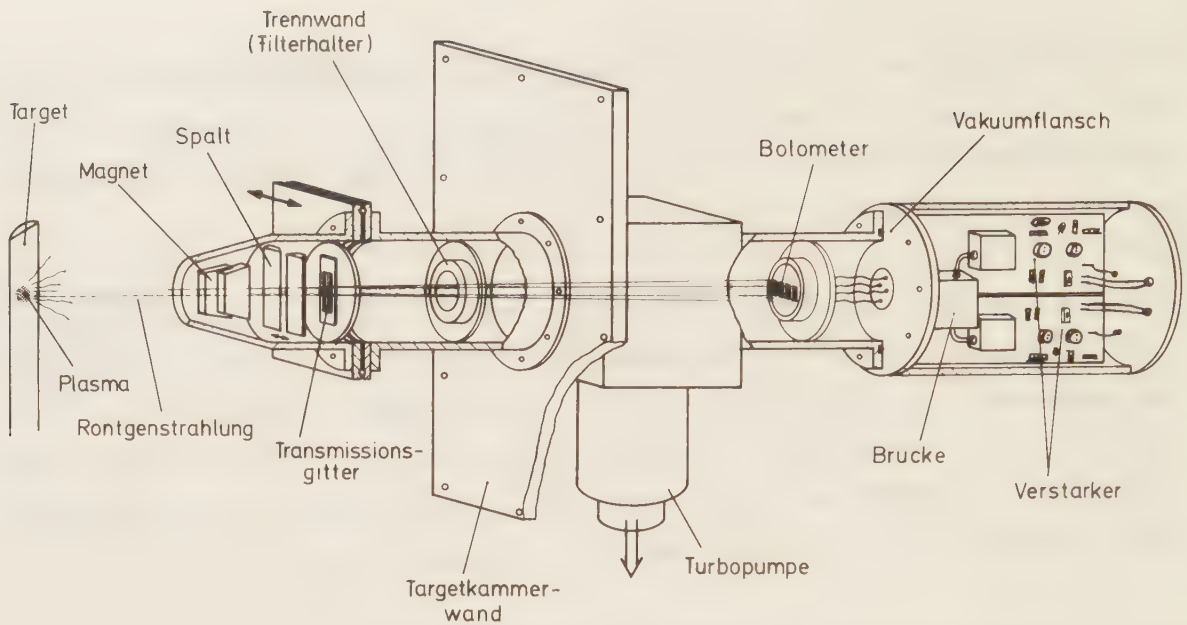


Abb. 18: Schnittbild des Transmissionsgitterspektrometers mit dem Bolometer als Detektor

Die Position des Bolometers ist fest. Das vom Gitter gebeugte Licht läßt sich durch seitliche Verschiebung des verstellbaren Spaltes und des Gitters, die als Spektrometerkopf eine feste Einheit bilden, auf die Bolometerkanäle einjustieren. Die vor dem Spalt befindlichen Magneten sollen die geladenen Plasmateilchen ablenken, um das Auftreffen der Teilchen auf das Bolometer zu verhindern. Zur Reduzierung von elektrischen Einstreuungen wird der Verstärker dicht am Bolometer installiert.

Um den Bereich von  $\lambda = 10 \text{ \AA}$  bis  $250 \text{ \AA}$  zu überdecken, werden folgende zwei Anordnungen des Spektrometers und des Bolometers gewählt (Stellung I und II), s. Tab. 7. Dabei werden in den zwei Stellungen verschiedene Auflösungen  $\Delta\lambda$  erreicht.

Tab. 7: Meßanordnung

|             | r<br>(cm) | R<br>(cm) | s<br>( $\mu\text{m}$ ) | $\Delta\lambda$<br>( $\text{\AA}$ ) |
|-------------|-----------|-----------|------------------------|-------------------------------------|
| Stellung I  | 15        | 71.5      | 200                    | 10                                  |
| Stellung II | 15        | 42        | 300                    | 20                                  |

Die Werte für r, R und s der Tab. 7 sind entsprechend Abschn. 4.1.3 optimiert.

## 4.3 Meßergebnisse

### 4.3.1 Vorversuche

Zur qualitativen Prüfung der Funktion des Bolometers und des Einflusses möglicher Störungen wurden zunächst Versuche mit einem einzigen Meßkanal durchgeführt. Als Target wurde Wolfram verwendet.

Der mit einem Oszillographen gemessene zeitliche Verlauf des Signals hat die in Abb. 12 oben dargestellte Form. Durch Verschiebung des Spaltes wird das Bolometer in verschiedene Bereiche des Spektrums gebracht: An der Stelle der 0. Ordnung des Spektrums erhält man, wie zu erwarten war, ein großes Signal, es sinkt je weiter der Spalt von dieser Position entfernt wird.

Nach dieser groben Funktionsprüfung wurden eine Reihe von Tests durchgeführt, um sicherzustellen, daß das beobachtete Signal tatsächlich von der vom Laserplasma emittierten Röntgenstrahlung stammt und nicht durch Störquellen hervorgerufen wird.

Laserschüsse ohne Target mit voller Energie zeigen elektrische Einstrahlungen, die aber bereits nach 1 ms vollständig abgeklungen sind. Sie verfälschen deshalb das Nutzsignal nicht.

Bei geschlossenem Spalt verschwinden die Signale bis auf einen kleinen Rest, der durch die in Abschn. 3.1.3.2 beschriebene Druckstörung verursacht wird.

Um zu prüfen, ob die Signale bei geöffnetem Spalt von der Röntgenstrahlung des Plasmas oder vom Streulicht des Lasers verursacht werden, wird an der Spektrometeröffnung eine 1 mm dicke Glasscheibe angebracht, die für Röntgenstrahlung ( $1 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 3000 \text{ \AA}$ ) keine Transmission hat. Das Bolometer zeigt dann kein Signal an. Der Einfluß des Streulichtes vom Laser kann daher vernachlässigt werden.

Das Laserplasma emittiert nicht nur Strahlung, sondern auch Plasmateilchen (Elektronen und Ionen), die durch ein Magnetfeld (s. Abschn.

4.2) abgeschirmt werden sollen. Um einen eventuellen Effekt der Plasmateilchen auf das Bolometer zu untersuchen, wird statt des Wolframtargets ein Plastiktargat eingesetzt, das erheblich weniger Röntgenstrahlung (s. Kap. 6), aber ähnlich viel Plasmateilchen emittiert /71/. Die Größe der Meßsignale geht überall deutlich (mindestens um einen Faktor 10) zurück. Bei Wellenlängen über  $70 \text{ \AA}$  sind nur noch die Signale der Druckstörung zu sehen, während das Wolframtarget hier noch deutliche Signale zeigte. Wir schließen hieraus, daß die Bolometermessung durch Plasmateilchen nicht beeinflußt wird.

Als weiterer Test wird eine  $0.8 \text{ }\mu\text{m}$  dicke Polypropylen-Folie als Filter eingesetzt, die den Raum des Bolometers von der Targetkammer vakuummäßig isoliert (s. Abschn. 4.2). Die Signalgrößen mit und ohne Folie werden im Wellenlängenbereich von  $30 \text{ \AA}$  bis  $190 \text{ \AA}$  verglichen. Die Abnahme der Signale auf Grund der Folie sollte der erwarteten Röntgentransmission der Folie entsprechen, s. Abb. 19. Die durchgezogene Kurve zeigt die zu erwartende Röntgentransmission, die durch Verschmierung der Transmissionskurve der  $0.8 \text{ }\mu\text{m}$  Polypropylen-Folie (gestrichelte Kurve) mit der entsprechenden spektralen Auflösung der

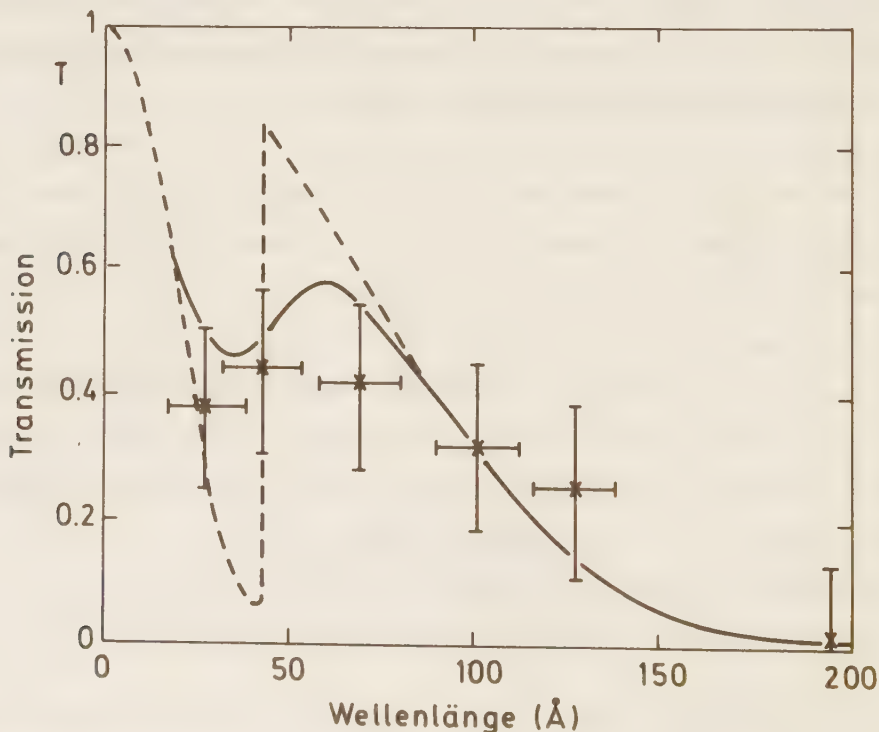


Abb. 19: Gemessene und gerechnete Transmission in Abhängigkeit von der Wellenlänge für eine  $0.8 \text{ }\mu\text{m}$  dicke Polypropylenfolie. Zur Erläuterung der gerechneten Kurven, s. Text.

Messung ( $\Delta\lambda = 20 \text{ \AA}$ ) erhalten wird. Die Meßpunkte in Abb. 19 stammen aus dem Verhältnis der gemessenen Signale mit und ohne Folie. Dieses Ergebnis bestätigt, daß die in den verschiedenen Positionen des Spektrums gemessenen Bolometersignale durch Röntgenstrahlung bei der entsprechenden Wellenlänge erzeugt werden.

Um zusätzlich das Verhalten der Druckstörung zu untersuchen, wird der Hochpaß-Filter am Eingang des Verstärkers entfernt, damit der zeitliche Verlauf des Brückenausgangssignals unverfälscht gemessen werden kann. Das Verhalten des Meßsignals mit der Polypropylen-Folie ist wie erwartet. Es klingt exponentiell mit der Halbwertszeit von ca. 400 ms ab. Dagegen klingt das Signal ohne die Folie schneller ab, wird nach ca. 250 ms negativ und geht dann zum Nullwert zurück. Diese Messung zeigt, daß trotz des differentiellen Pumpsystems und mehrerer Kammern im Spektrometer, die Druckstörung nicht völlig zu beseitigen ist. Wir erwähnen, daß die direkte Messung des Druckanstiegs in der Spektrometerkammer nach einem Laserschuß Werte von einigen  $10^{-6} \text{ hPa}$  zeigt. Diese verbleibende Reststörung läßt sich durch ein numerisches Auswertverfahren eliminieren, s. Abschn. 4.3.3.

#### 4.3.2 Reproduzierbarkeit der Röntgenemission

Für die von uns durchgeführten Messungen, die auf vielen Laserschüssen basieren, ist es wichtig zu wissen, wie empfindlich die Röntgenemission von Details der Bestrahlung des Targets mit Laserlicht abhängt. Das verwendete Targetmaterial ist Gold.

Als erstes wird die Abhängigkeit der Röntgenemission von der Energie des Lasers untersucht. Die Schwankung der Laserenergie des hier verwendeten Nd-Lasers beträgt ca.  $\pm 20 \%$  des Durchschnittswertes, aber kann vereinzelt bis zu 50 % erreichen.

Abb. 20 zeigt die Abhängigkeit der Signale von drei Bolometerkanälen von der Laserenergie. Sowohl die gesamte Röntgenemission, die durch die Strahlung in der 0. Ordnung des Spektrums gemessen wird, als auch die Strahlung bei den Wellenlängen 36  $\text{\AA}$  und 71  $\text{\AA}$  hängen linear von der

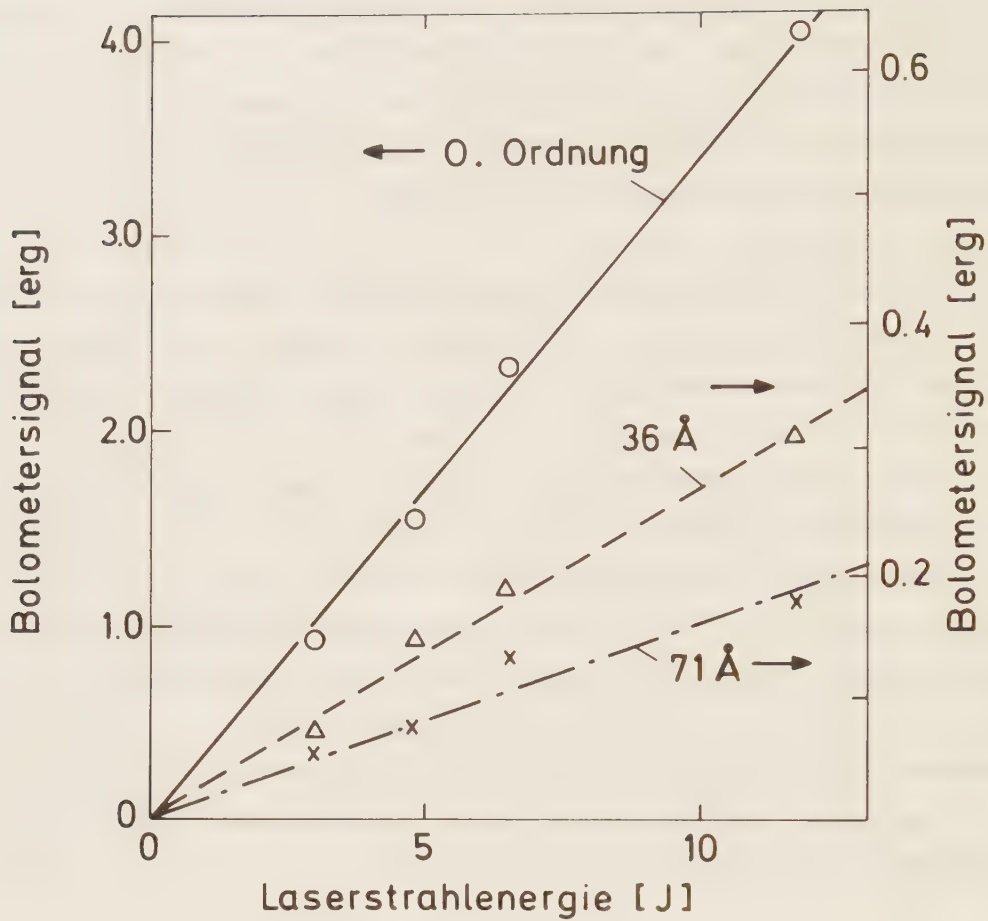


Abb. 20: Bolometersignale verschiedener Bolometerkanäle als Funktion der Laserenergie. Goldtarget, Brennfleckdurchmesser 100  $\mu\text{m}$ .

Laserenergie ab. Dieses Ergebnis rechtfertigt es, die Meßdaten, die von verschiedenen Laserenergien stammen, auf die Laserenergie von 7 J linear umzurechnen.

Als zweites wird die Empfindlichkeit der Röntgenemission aus dem Plasma gegen Fokussierung des Laserstrahles untersucht. Die Intensität im Brennfleck hängt quadratisch vom Durchmesser des Brennfleckes ab. Da sich dieser Durchmesser nur mit endlicher Meßgenauigkeit bestimmen läßt (s. Abschn. 4.2), bestand unser Interesse darin, den Bereich zu finden, in dem die Änderung der Intensität nur geringen Einfluß auf die Röntgenemission des Plasmas hat. Dazu wurde die Abhängigkeit der Bolometersignale bei den Wellenlängen 28 Å, 63 Å, 99 Å und 134 Å vom Brennfleckdurchmesser gemessen, wobei der Fleckdurchmesser von 20  $\mu\text{m}$  bis 2000  $\mu\text{m}$  geändert wurde.

Abb. 21 zeigt das Meßergebnis. Mit Ausnahme der Röntgenemission bei  $\lambda = 28 \text{ \AA}$  ist die Abhängigkeit von der Laserintensität bzw. dem Fleckdurchmesser gering. Im  $28 \text{ \AA}$  Bereich steigt die Röntgenemission ab  $5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$  sprunghaft an. Das wird vermutlich durch "N-Band-emission" (d.h. Emission durch Übergänge der Elektronen aus äußeren Schalen zur N-Schale) der Goldionen verursacht, die in diesem Spektralbereich liegt und für deren Anregung ein Mindestwert der Laserintensität vorhanden sein muß.

Die Messung bestätigt, daß sich die Röntgenemission bei einer Änderung des Fleckdurchmessers  $< 150 \text{ \mu m}$  nicht wesentlich ändert. Deswegen wurde der Fleckdurchmesser, wenn nicht anders angegeben, immer auf  $100 \text{ \mu m}$  eingestellt.

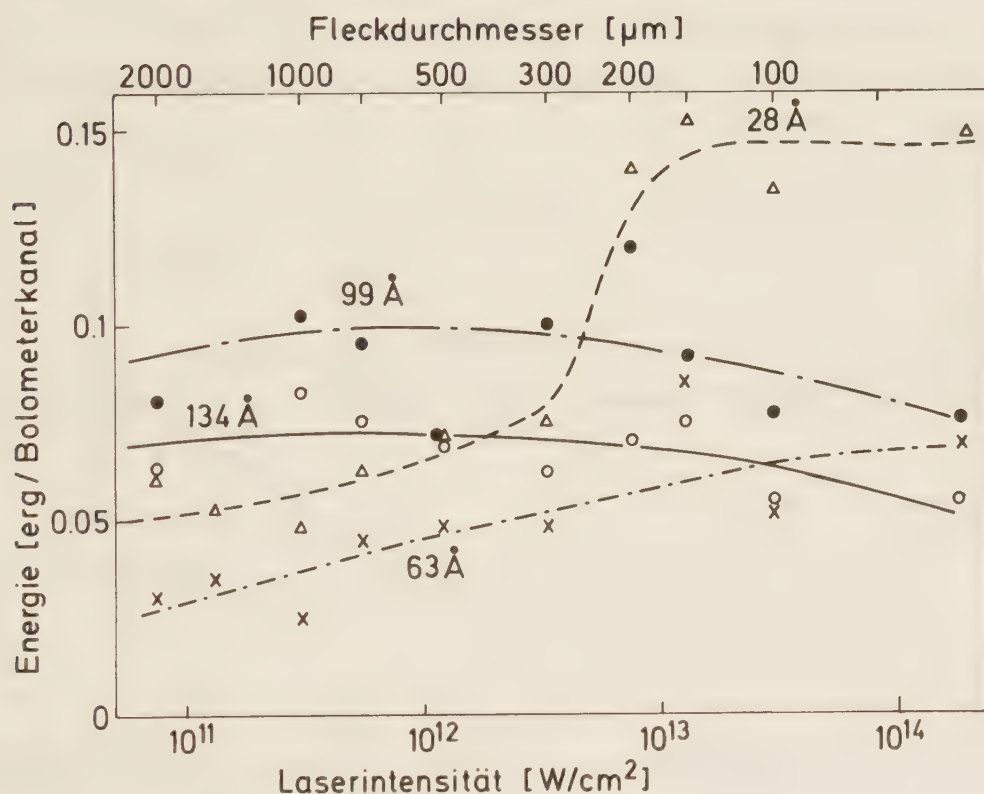


Abb. 21: Abhängigkeit der Röntgenstrahlung von der Laserintensität. Die 4 Bolometerkanäle registrieren die Emission bei den Wellenlängen  $28 \text{ \AA}$ ,  $63 \text{ \AA}$ ,  $98 \text{ \AA}$  und  $134 \text{ \AA}$ .

#### 4.3.3 Auswertung von Meßsignalen durch die Methode der kleinsten Fehlerquadrate

Der Einsatz des Computers ermöglicht, etwa 600 verwendbare Meßpunkte aus ca. 200 Laserschüssen auszuwerten und rechnerisch die Anteile der Druckstörung und des Netzbrumms vom Meßsignal zu trennen.

Das Meßsignal aus dem Verstärker wird von einem Analog-Digital-Wandler in Zahlenreihen umgesetzt. Die Spannungsauflösung dieses Gerätes ist auf 5 mV, die Sättigungsspannung auf  $\pm 5$  V und die zeitliche Auflösung auf 2 ms eingestellt. Jedem Kanal stehen 512 Datenplätze zur Verfügung, damit ist die Meßdauer auf ca. 1 s festgelegt. Die gespeicherten Zahlen werden mit einem optoelektronischen Koppler in Lichtsignale umgewandelt und mit einem Lichtleiterkabel zum Computer PDP 11 gebracht. Dort wird das Lichtsignal wiederum mit einem optoelektronischen Koppler in elektrische Signale umgewandelt und im Computer gespeichert. Die Abb. 22 zeigt die so erhaltenen Meßdaten von den vier Bolometerkanälen für einen typischen Laserschuß.

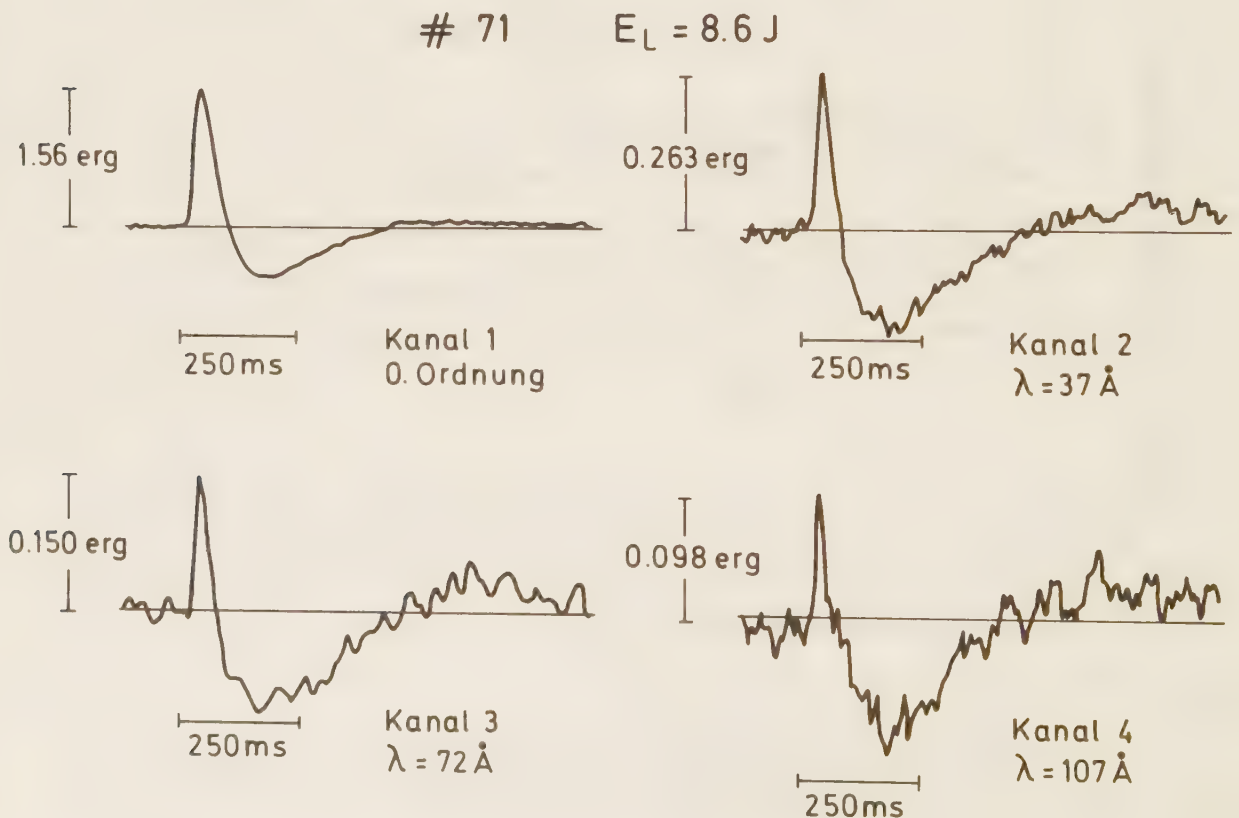


Abb. 22: Zeitlicher Verlauf der Meßsignale der 4 Bolometerkanäle für einen Laserschuß, der ca. 125 ms nach dem Meßbeginn erfolgte

Für die Auswertung der Meßsignale wird die Methode der kleinsten Fehlerquadrate verwendet (siehe z.B. /72/). Dazu wird das verrauschte Meßsignal mit einem unverrauschten Signal unter Berücksichtigung der Druckstörung verglichen und der Meßwert ermittelt. Um diese Auswertungsmethode durchzuführen, muß man das unverrauschte Signal infolge der Röntgenstrahlung des Plasmas und das Signal infolge der Druckstörung kennen.

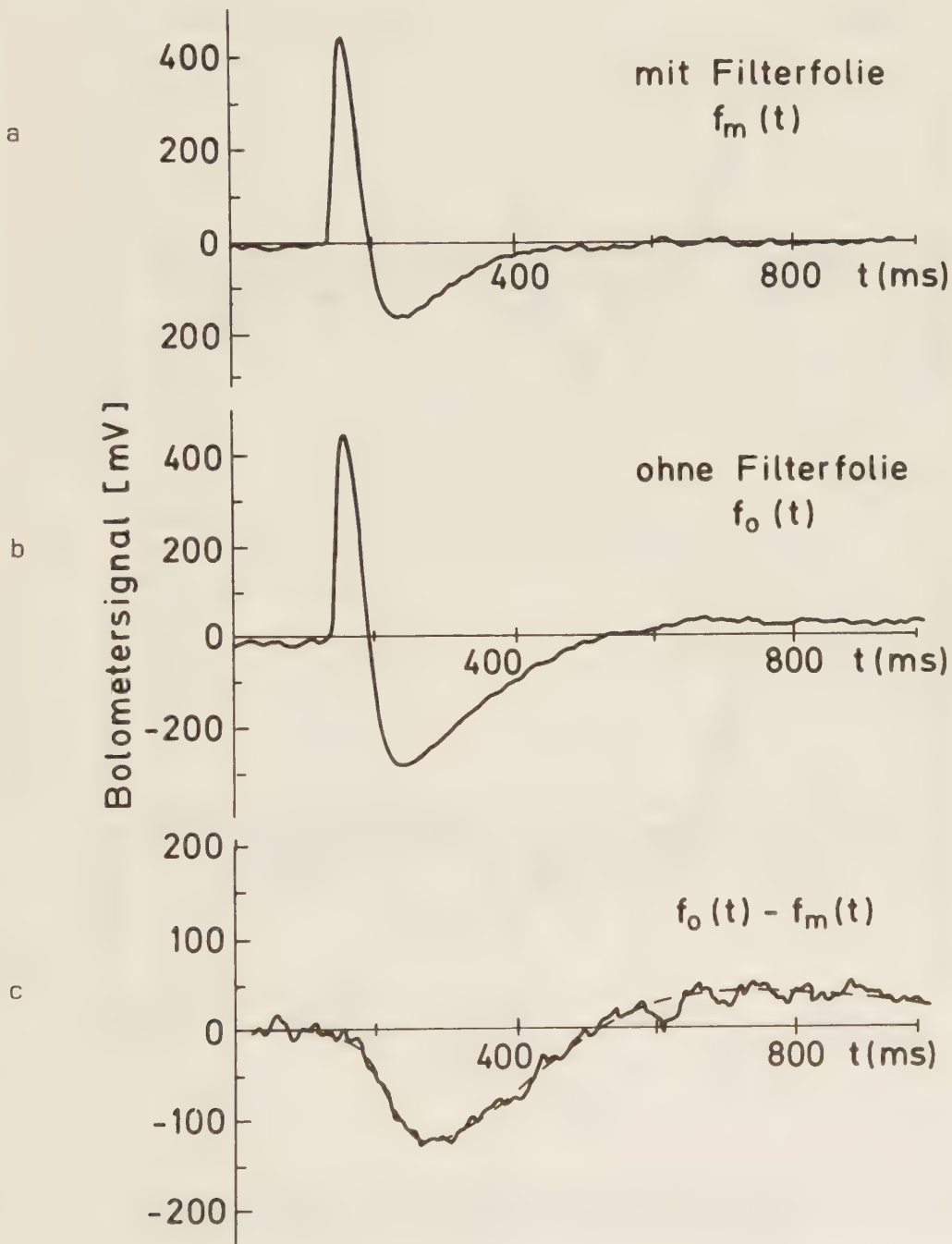


Abb. 23a-c: Typisches Bolometersignal mit (a) und ohne (b) der den Bolometerraum isolierenden Filterfolie. Die Differenz beider Signale ergibt die Druckstörung (c).

Als unverraushtes Signal wird das der 0. Ordnung des Spektrums vom Goldplasma verwendet. Die Störung infolge des Netzbrumms und der Druckempfindlichkeit des Bolometers liegt hier unter 5 %. Den zeitlichen Verlauf dieses Signals nennen wir eine Sollfunktion  $f_s(t)$  die für alle vier Kanäle bestimmt wird.

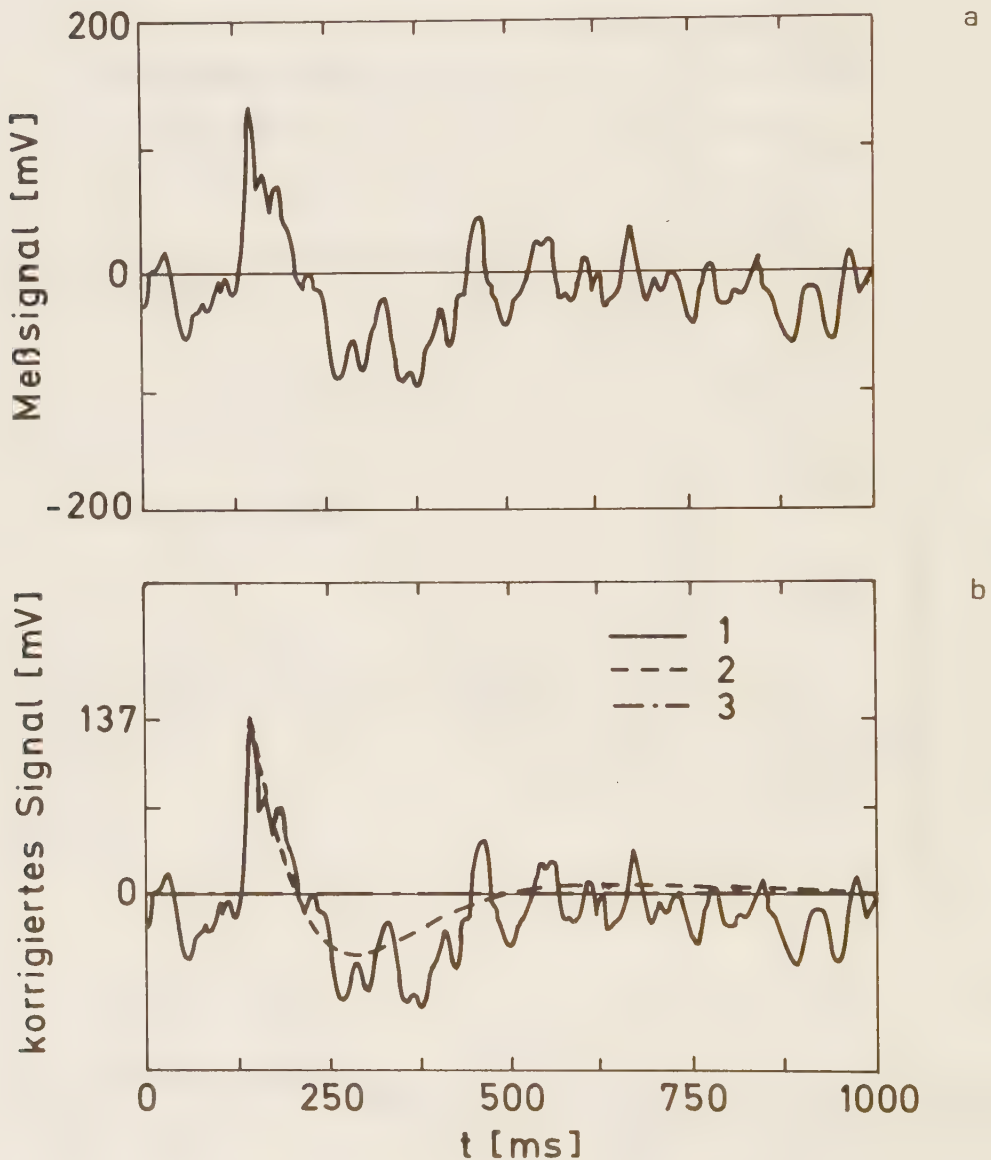


Abb. 24a: Typischer Verlauf eines verrauschten Meßsignals gemessen mit der Filterfolie. Es enthält daher keine Druckstörung.

b: Korrigiertes Meßsignal.  
Anteil der Druckstörung (3) ist Null.  
Erläuterung der Kurven (1,2 und 3), s. Text.

Um den zeitlichen Verlauf der Druckstörung zu ermitteln, wird das Signal sowohl ohne als auch mit der Filterfolie gemessen, s. Abb. 23a und b. Die Differenz dieser Signale ergibt den zeitlichen Verlauf der Druckstörung  $f_d(t)$ , s. Abb. 23c. Da sich für alle vier Kanäle im Rahmen der Meßgenauigkeit der gleiche Verlauf ergibt, läßt sich eine einheitliche Funktion  $f_d(t)$  benutzen, die in Abb. 23c als gestrichelte Kurve dargestellt ist.

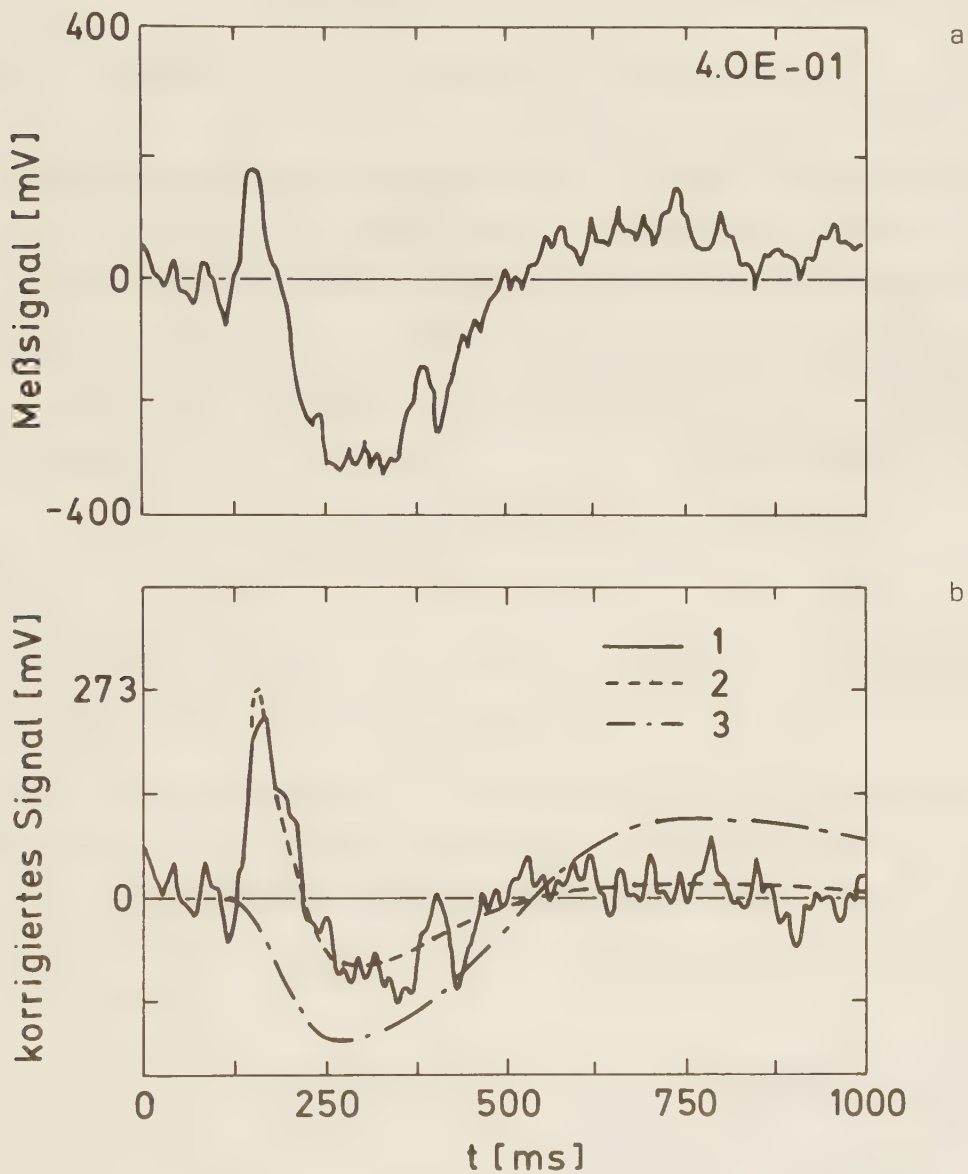


Abb. 25a: Typischer Verlauf eines Meßsignals gemessen ohne Filterfolie. Es enthält daher die Druckstörung.

b: Korrigiertes Meßsignal.  
Anteil der Druckstörung (3) ist erkennbar.  
Erläuterung der Kurven (1,2 und 3), s. Text.

Mit Hilfe dieser beiden Funktionen können die Meßsignale jetzt mit dem Computer ausgewertet werden. Wir nennen den zeitlichen Verlauf des Meßsignals die Meßfunktion  $f_m(t)$ . Abb. 24a und 25a zeigen als Beispiel zwei typische verrauschte kleine Meßsignale, wobei das von Abb. 24a mit einer Filterfolie gemessen wurde, d.h. das Signal enthält keine Druckstörung. Das Signal von Abb. 25a dagegen wurde ohne Filterfolie gemessen und enthält deshalb die Druckstörung.

Eine Integration folgender Funktionen wird gebildet:

$$F(a,b,d) = \int [f_m(t) - \{a \cdot f_s(t) + d \cdot f_d(t) + b\}]^2 dt \quad (46)$$

Die Integrationszeit entspricht der Meßzeit. Der Laserschuß erfolgt ca. 125 ms nach dem Meßanfang. Die Koeffizienten  $a,b,d$  bedeuten, daß das Meßsignal aus der  $a$ -fachen Sollfunktion und der  $d$ -fachen Druckfunktion besteht und außerdem von der Nulllinie um  $b$  verschoben ist. Um den passendsten Koeffizienten  $a,b,d$ , d.h. den kleinsten Wert von  $F(a,b,d)$  zu bekommen, differenziert man  $F$  partiell nach  $a,b,d$  und setzt die Ableitungen gleich Null:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial a} &= 0 \\ \frac{\partial F}{\partial b} &= 0 \\ \frac{\partial F}{\partial d} &= 0 \end{aligned} \quad (47)$$

Dies sind drei lineare Gleichungen mit den Unbekannten  $a,b,d$ , die sich auflösen lassen. Die Lösung enthält zeitliche Korrelationsintegrale zwischen der Meß- und der Soll- bzw. der Druckfunktion.

Dazu werden die Abkürzungen

$$\int f_i \cdot f_j dt = \langle i \cdot j \rangle, \quad \int f_i \cdot f_i dt = \langle i^2 \rangle$$

$$\int f_i dt = \langle i \rangle$$

und  $\int dt = \tau$  benutzt.

Die Ergebnisse für a,b, und d sind

$$\begin{aligned} a &= \{ \langle s \cdot d \rangle (\langle m \cdot d \rangle \tau - \langle m \rangle \langle d \rangle) + \langle d^2 \rangle (\langle s \times m \rangle - \langle s \cdot m \rangle \tau) \\ &\quad + \langle d \rangle (\langle d \rangle \langle s \cdot m \rangle - \langle s \rangle \langle m \cdot d \rangle) \} / \\ &\quad \{ \langle s \cdot d \rangle (\langle s \cdot d \rangle \cdot \tau - \langle s \rangle \langle d \rangle + \langle d^2 \rangle (\langle s \rangle^2 - \langle s^2 \rangle \tau) \\ &\quad + \langle d \rangle (\langle s^2 \rangle \langle d \rangle - \langle s \rangle \langle s \cdot d \rangle) \} \\ d &= \{ a (\langle s^2 \rangle \tau - \langle s \rangle^2 + \langle s \rangle \langle m \rangle - \langle s \cdot m \rangle \tau) \} / (\langle s \rangle \langle d \rangle - \langle s \cdot d \rangle \tau) \\ b &= (\langle m \rangle - a \langle s \rangle - d \langle d \rangle) / \tau. \end{aligned}$$

Abb. 24b und Abb. 25b zeigen die entsprechenden Ergebnisse der Auswertung der Meßsignale von Abb. 24a und Abb. 25a nach dieser Methode. Die (durchgezogene) Kurve 1 zeigt das korrigierte Signal, das vom Meßsignal durch Abziehen der entsprechenden Druckstörung und der Nullverschiebung b entstanden ist:

$$\text{Kurve 1:} \quad f_m(t) - d \cdot f_d(t) - b$$

Die (gestrichelte) Kurve 2 ist die um den Faktor a verkleinerte Sollfunktion, die zur Kurve 1 am besten paßt:

$$\text{Kurve 2:} \quad a \cdot f_s(t)$$

Die Kurve 3 zeigt den Anteil der Druckstörung im Meßsignal:

$$\text{Kurve 3:} \quad d \cdot f_d(t)$$

Wie in Abschn. 3.2.3 dargelegt, ist für die vom Bolometer absorbierte Energie das Maximum des Spannungssignals maßgeblich, das jetzt aus den Kurven 2 der Abb. 24 und 25 abgelesen werden kann. Wie zu erwarten war, enthält das Primär-Signal in Abb. 24 keine Druckstörung, weil das Bolometer vom Target vakuummäßig durch eine Folie isoliert ist. Abb. 25 zeigt auch, daß die Druckstörung zum Zeitpunkt des Signalmaximums noch klein ist und erst später ihr Maximum erreicht. Daher lassen sich auch noch relativ große Druckstörungen eliminieren.

Störungen, wie der Netzbrumm, die sich im Vergleich zum Meßsignal rasch verändern, werden nach dieser Methode gut beseitigt. Dagegen lassen sich langsame Störungen (charakteristische Zeit der Störung  $\sim$  charakteristische Zeit des Signals) nicht gut vom Signal unterscheiden und werden daher nur teilweise eliminiert.

Um die Meßgrenze des Gesamtsystems zu bestimmen, wurden sehr kleine Signale ausgewertet. Daraus ergibt sich als maximale Energieauflösung dieses Systems ca. 0.025 erg für jeden Kanal.

Diese Grenze ist auf das niederfrequente Verstärkerrauschen zurückzuführen, das hauptsächlich durch den Chopper-Verstärker am Eingang verursacht wird. Das vom Hersteller angegebene Eingangsrauschen des Chopper-Verstärkers (0.15  $\mu$ V) entspricht einer rauschäquivalenten Energie von 0.03 erg.

Der theoretische Grenzwert ist die rauschäquivalente Energie  $E_m$ . Sie beträgt nach Gl. (15) mit dem gemessenen Wert  $C = 2.8 \times 10^3$  erg/K und  $\alpha = 3 \times 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ :

$$E_m \cong 1 \times 10^{-3} \text{ erg}$$

Damit ist der theoretische Grenzwert  $E_m$  um den Faktor 25 kleiner als die erreichte Energieauflösung.

#### 4.3.4 Röntgenspektrum eines lasererzeugten Goldplasmas

Mit Hilfe des beschriebenen Transmissionsgitterspektrometers mit dem Bolometer als Detektor wurde das Röntgenspektrum eines Goldplasmas gemessen.

Die vom Plasma pro  $d\lambda$  und  $d\Omega$  emittierte Energie  $E_{\lambda,\Omega}$  multipliziert mit der Gittereffizienz  $f(\lambda)$  ist nach Gl. (43)

$$f(\lambda) \cdot E_{\lambda,\Omega} = \epsilon(\lambda) \frac{r \cdot R \cdot (R - r)}{a \cdot s} \quad (48)$$

wobei  $\varepsilon(\lambda)$  die auf den Detektor einfallende Energie (in 1. Ordnung) pro Detektorfläche ist. ( $\lambda$  in  $\varepsilon(\lambda)$  ist an der Ortskoordinate  $X$  in der Detektorebene aus  $\lambda = \{a/(R-r)\} \cdot X$  zu berechnen.)

In Abb. 26 sind die Meßergebnisse gezeigt, die Mittelwerte der mit den Meßanordnungen der Tab. 7 erhaltenen Meßdaten sind. Jeder Mittelwert besteht aus 10 bis 20 Meßdaten und seine Standardabweichung beträgt maximal 5 %.

In Abb. 26 erkennt man deutlich die (spektral unzerlegte) 0. Ordnung, deren Strahlung (im Abszissenbereich  $\lambda < 15 \text{ \AA}$ ) den Kurvenverlauf hauptsächlich bestimmt. Die Halbwertsbreite der 0. Ordnung entspricht  $9 \pm 1 \text{ \AA}$  des Wellenlängenabstandes der 1. Ordnung. Dieser Wert stimmt mit der Wellenlängenauflösung  $\Delta\lambda = 10 \text{ \AA}$  überein.

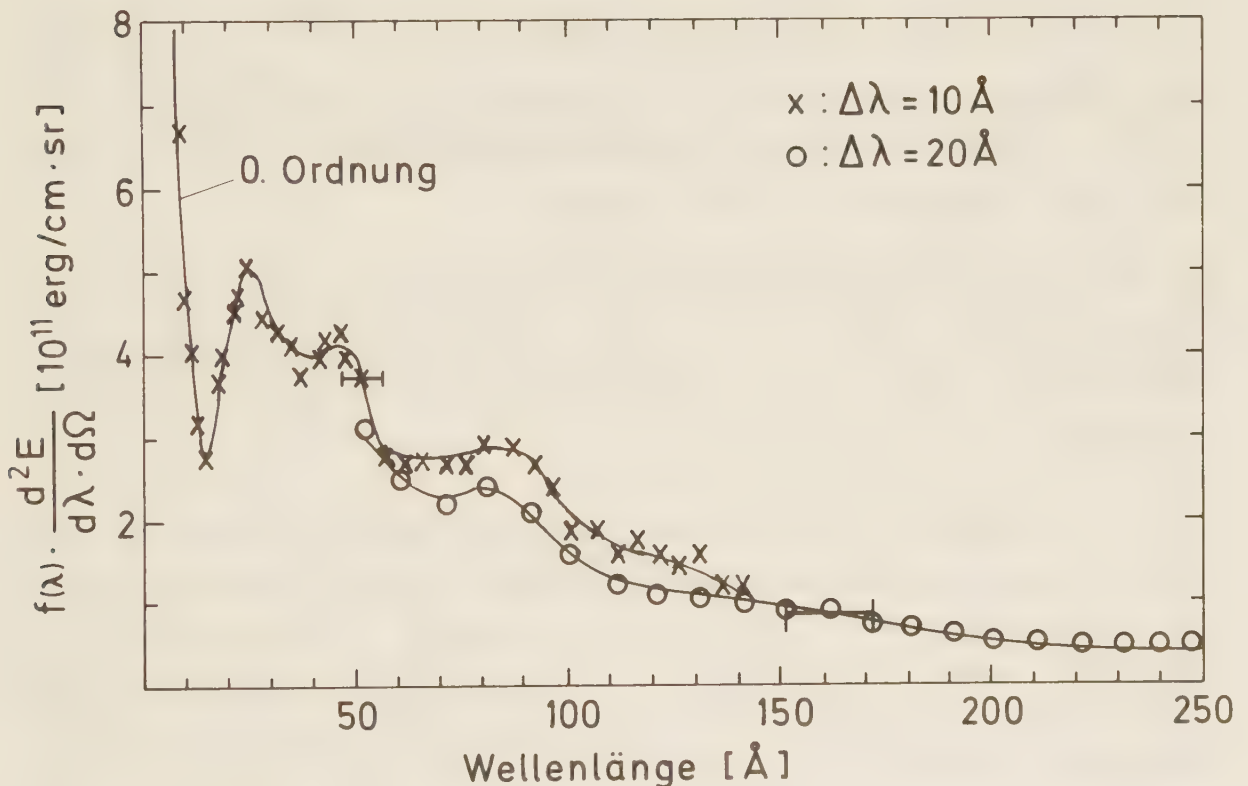


Abb. 26: Mit dem Bolometer gemessenes Rohspektrum  $f(\lambda) \cdot E_{\lambda, \Omega}$ , das noch Beiträge höherer Beugungsordnungen enthält (Goldtarget, Laserenergie 7 J)

Die Meßergebnisse mit  $\Delta\lambda = 20 \text{ \AA}$  liegen systematisch etwas tiefer als die mit  $\Delta\lambda = 10 \text{ \AA}$  (10 % bis 15 %). Dies kann daran liegen, daß die Einstellung der Spaltöffnung nur die Genauigkeit von  $\pm 20 \text{ }\mu\text{m}$ , bzw. ca.  $\pm 10 \text{ %}$  hat. Um ein gesamtes Spektrum zu bilden, werden die Meßergebnisse mit  $\Delta\lambda = 10 \text{ \AA}$  für den Bereich der Wellenlänge von  $10 \text{ \AA}$  bis  $140 \text{ \AA}$  und die mit  $\Delta\lambda = 20 \text{ \AA}$  für den Bereich von  $140 \text{ \AA}$  bis  $250 \text{ \AA}$  verwendet. Man erhält so den in Abb. 27 angegebenen gestrichelt gezeichneten Verlauf.

Das in Abb. 27 gezeigte Spektrum (gestrichelter Verlauf) enthält noch Beiträge höherer Beugungsordnungen. Um den wirklichen Verlauf des Spektrums zu ermitteln, wird die im Anhang A.2 beschriebene Entfaltungsprozedur angewendet, die mit dem Bolometer als Detektor verhältnismäßig einfach durchzuführen ist, weil die Empfindlichkeit des Bolometers von der Wellenlänge unabhängig ist.

Die durchgezogene Kurve in Abb. 27 stellt das entfaltete Spektrum,  $f(\lambda) \cdot E_{\lambda, \Omega} (= f(\lambda) \cdot d^2 E / d\lambda d\Omega)$  dar. Der Fehler von  $f(\lambda) \cdot E_{\lambda, \Omega}$  wird im ganzen spektralen Bereich auf ca. 15 % geschätzt. Bei kleinen Wellenlängen ( $\lambda \leq 15 \text{ \AA}$ ) läßt sich wegen der dominierenden 0. Ordnung keine Aussage mehr über den spektralen Verlauf machen.

Zu bemerken ist, daß die Korrektur infolge der höheren Ordnung im vorliegenden Fall klein ist, d.h. die auf den Detektor einfallende Energie (im Bereich  $\lambda \geq 15 \text{ \AA}$ ) ist im wesentlichen durch die 1. Beugungsordnung bestimmt.

Neben dem Beitrag bedingt durch höhere Ordnungen enthält die vom Detektor gemessene Strahlung auch Beiträge verursacht durch Streuung an Gitterfehlerstellen. Diese Beiträge wurden in Anhang A.3 abgeschätzt, sind nicht größer als 30 % ( $\lambda \geq 30 \text{ \AA}$ ) und nehmen mit zunehmender Wellenlänge ab. Der Einfluß des Streuuntergrundes auf das entfaltete Spektrum (s. Abb. 27) liegt je nach Wellenlänge bei 5 % - 10 %.

Bisher war stets von dem Spektrum  $f(\lambda) \cdot E_{\lambda, \Omega}$  die Rede, das noch die Gittereffizienz  $f(\lambda)$  enthält. Um auf das physikalisch interessante Spektrum der Emission des Goldplasmas  $E_{\lambda, \Omega}$  zu kommen, muß noch die Gittereffizienz  $f(\lambda)$  berücksichtigt werden, die das Verhältnis aus der

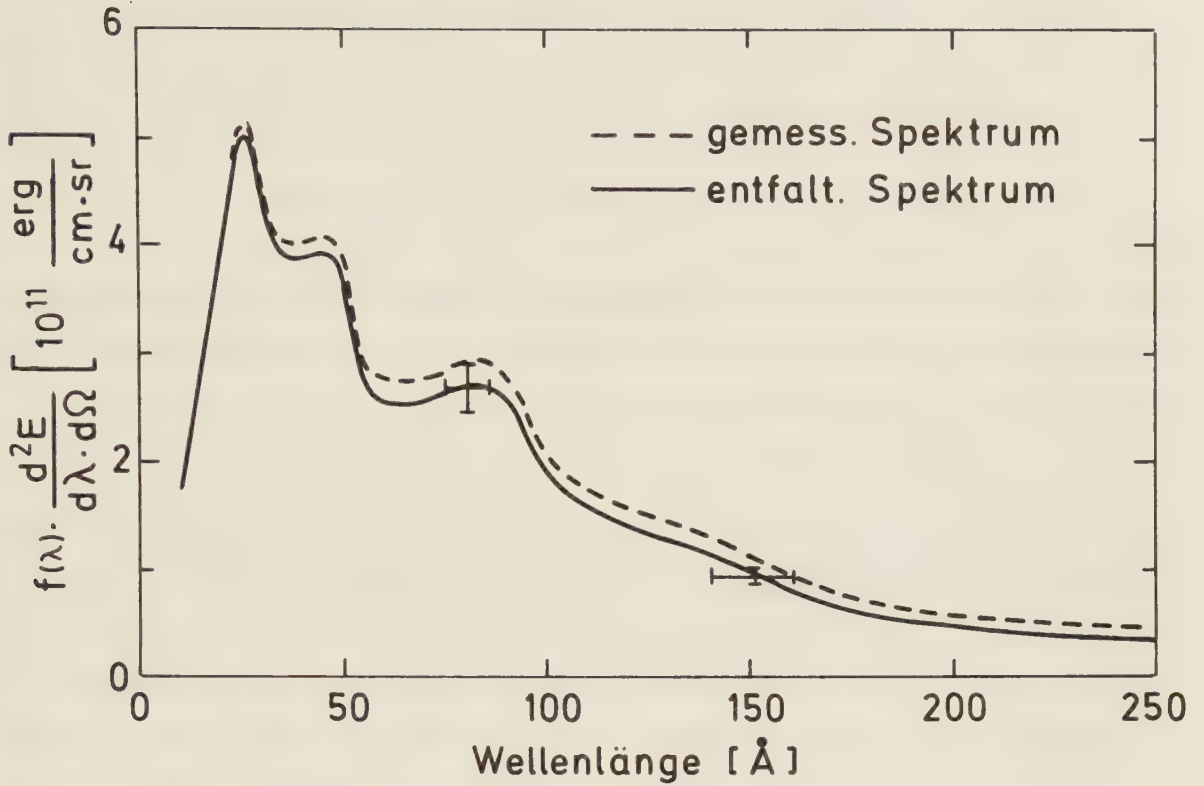


Abb. 27: Entfaltung des Rohspektrums der Abb. 26 unter Berücksichtigung der Beiträge höherer Beugungsordnungen

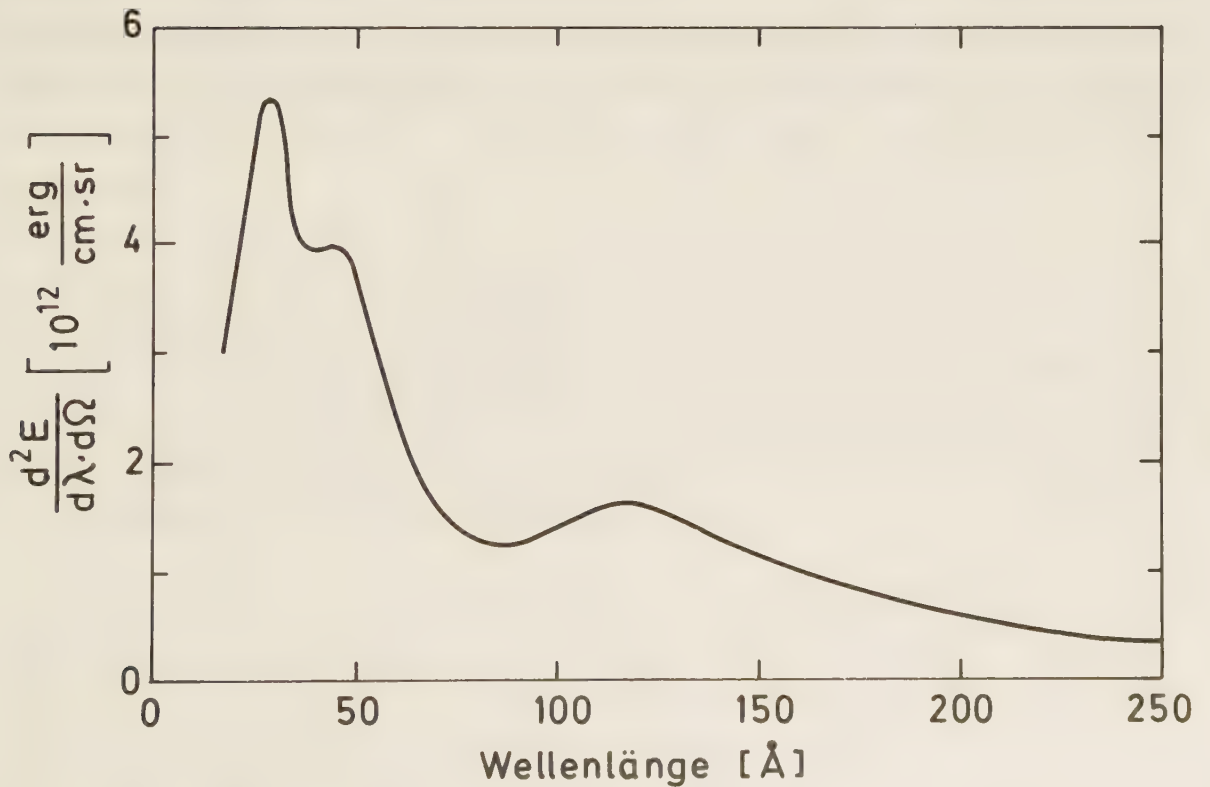


Abb. 28: Spektrum der Emission eines Goldplasmas  $E_{\lambda, \Omega}$  (nach Abzug der Beiträge höherer Ordnungen und Berücksichtigung der Gittereffizienz)

vom Gitter in die 1. Ordnung gebeugte Intensität zur einfallenden ist. Die Gittereffizienz  $f(\lambda)$  ist abhängig vom Verhältnis zwischen der Breite der Gitterlücke  $d$  und der Gitterkonstante  $a$  und außerdem auf Grund der endlichen Dicke der Gitterstege von der Wellenlänge. Das Verfahren zur Bestimmung von  $f(\lambda)$  ist im Anhang A.1 beschrieben.

Mit der Kenntnis der Gittereffizienz  $f(\lambda)$  erhält man jetzt schließlich die gewünschte Information, das Spektrum der vom Goldplasma emittierten Energie pro Wellenlänge und Raumwinkel  $E_{\lambda,\Omega}$ . Dieses Spektrum ist in Abb. 28 dargestellt. Ein Vergleich mit Abb. 27 zeigt Änderungen im Spektrumsverlauf, die durch die Wellenlängenabhängigkeit der Gittereffizienz  $f(\lambda)$  bedingt sind. Die Nichtberücksichtigung der Gittereffizienz würde daher zu falschen Aussagen führen.

Wie in diesem Abschnitt gezeigt, stellt das lasererzeugte Goldplasma eine intensive und gut reproduzierbare Röntgenquelle mit der maximalen Strahlung bei der Wellenlänge ca.  $30 \text{ \AA}$  dar. Diese Röntgenquelle ist zur Eichung anderer Röntgendetektoren geeignet. Wir wollen hier darauf hinweisen, daß zur Eichung von Detektoren, d.h. zur Bestimmung ihrer spektralen Empfindlichkeit, die Gittereffizienz  $f(\lambda)$  nicht berücksichtigt werden muß. Denn bei der Vergleichsmethode zur Eichung (siehe z.B. Abb. 1 in Kap. 1) ist es ausreichend zu wissen, wieviel Röntgenenergie durch das Transmissionsgitter auf den Detektor einfällt, wenn die Gitter identisch sind.

## 5. Eichung des Kodak 101-01 Films

### 5.1 Eignung des Kodak 101-01 Films für den Bereich $\lambda \geq 10 \text{ \AA}$

Vorteile eines Films als Detektor in der Kombination mit dem Transmissionsgitterspektrometer sind im Vergleich zum Bolometer seine sehr gute Ortsauflösung (die Größe des photoempfindlichen Kornes ist einige  $\mu\text{m}$ ) und seine hohe Empfindlichkeit; d.h. mit dem Film kann das Spektrum mit einer verbesserten spektralen Auflösung in einem großen spektralen Bereich bei einem einzigen Laserschuß gemessen werden. Das setzt allerdings voraus, daß die spektrale Empfindlichkeit des Films - möglichst absolut - bekannt ist. Dabei kann die Empfindlichkeit wegen der Röntgenabsorption des Filmmaterials eine komplizierte spektrale Abhängigkeit haben /28-35/.

Die Abb. 30a zeigt das Spektrum eines laserbestrahlten Goldtargets mit verschiedenen Röntgenfilmen als Detektoren: Kodak 101-01, Kodak SB-2 und RAR 2497. In Abb. 30b sind die entsprechende Densitometerkurven wiedergegeben. Obwohl die Filme von der gleichen Quelle belichtet wurden, weisen die Spektren auf den verschiedenen Filmen unterschiedliche Strukturen auf, die durch die verschiedenen spektralen Empfindlichkeiten dieser Filme bedingt sind. Die Aufnahmen mit SB-2 und RAR 2497 zeigen ausgeprägte Strukturen, die durch die Röntgenabsorption im Filmmaterial, insbesondere durch ihre K-Absorptionskanten (Kohlenstoff ( $43.7 \text{ \AA}$ ), Stickstoff ( $30.1 \text{ \AA}$ ) und Sauerstoff ( $23.3 \text{ \AA}$ )) entstanden sind /20/. Der RAR 2497 Film ist wegen der dicken Schutzschicht an der Oberfläche der Emulsionsschicht unempfindlich für Röntgenlicht mit langer Wellenlänge. Auf Grund seiner hohen Empfindlichkeit im Sichtbaren hat er Streulicht vom Laserstrahl aufgenommen (im Spektrometer befindet sich kein Röntgenfilter). Die unbelichteten Streifen längs der Richtung der Wellenlängenauflösung sind die Schatten der Stützstege des Transmissionsgitters.

Der Kodak 101-01 zeigt eine verminderte Kantenstruktur, da bei diesem Film auf die sonst übliche Schutzschicht an der Oberfläche verzichtet wird und außerdem in der Emulsionsschicht durch ein Zentrifugalverfahren eine hohe Konzentration von photoempfindlichen Kristallen erzielt wird /73/. Daher erwartet man für den Kodak 101-01 Film einen glatteren Verlauf der spektralen Empfindlichkeit, insbesondere im Bereich

$\lambda \geq 10 \text{ \AA}$ . Aus diesem Grund ist der Kodak 101-01 Filmtyp für den weichen Röntgenbereich besonders geeignet. Die genaue Eichung dieses Films wird im folgenden beschrieben.

Für reproduzierbare Ergebnisse ist die sorgfältige Einhaltung einer speziellen Entwicklungsprozedur erforderlich: Der belichtete Film wird

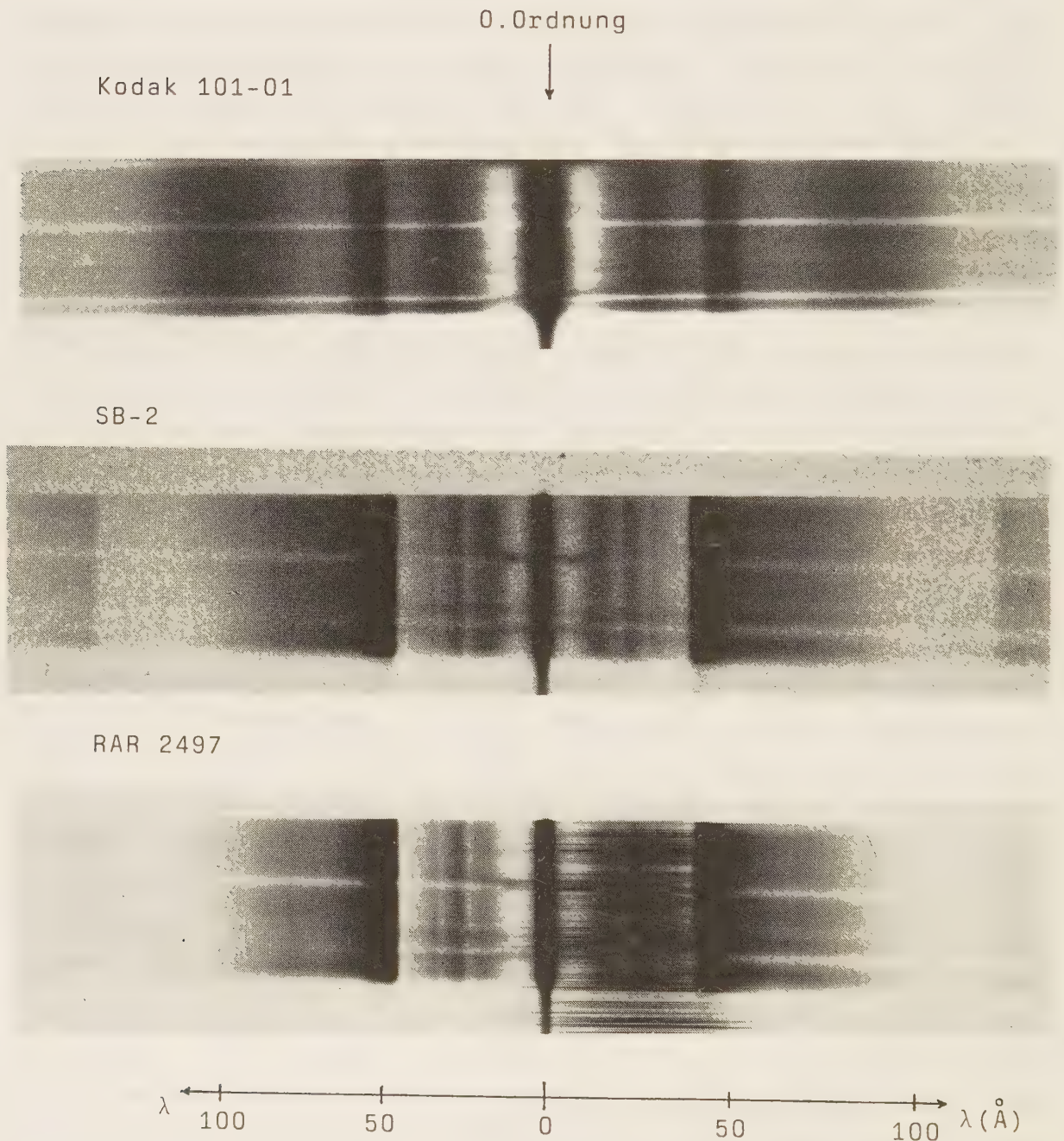


Abb. 29a: Röntgenspektrum eines lasererzeugten Goldplasmas, aufgenommen mit verschiedenen Röntgenfilmen: Kodak 101-01, SB-2 und RAR 2497

# O.Ordnung

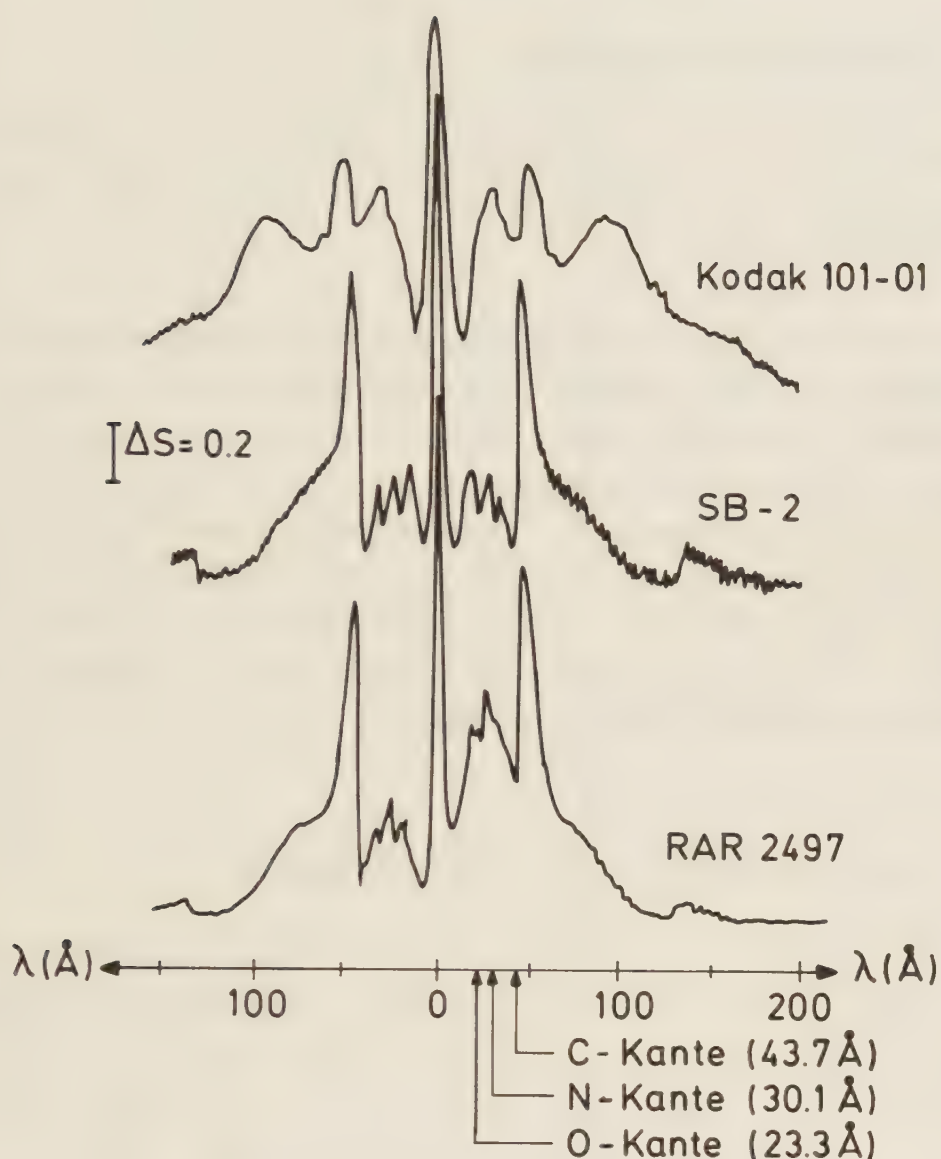


Abb. 29b: Densitometerkurven der Spektren in Abb. 29a

zuerst ca. 2 Min. in Wasser abgeschreckt und genau 4 Min. mit dem Entwickler "Kodak D-19" entwickelt, der in einem Thermobad bei 20° C, die Abweichung liegt unter  $\pm 0.1^\circ$  C, gehalten wird. Nach dem Stopbad "Incident", Dauer 1/2 Min., wird ca. 6 Min. mit "Kodak AL-4" fixiert und anschließend in fließendem Wasser ca. 1 Std. gewässert. Zu bemerken ist, daß das Abschrecken des Films am Anfang wichtig ist, weil es die Schleierbildung des Films verhindern soll.

Wegen des Fehlens der Schutzschicht ist bei der Behandlung von Kodak 101-01 besondere Sorgfalt notwendig, sonst entstehen leicht Kratzer oder Schwärzungen durch Berührung der Emulsionsschicht.

## 5.2 Relative Schwärzungskurve

Das Röntgenlicht, das vom Plasma abgestrahlt wird, verursacht eine Filmschwärzung  $S$ , die wie üblich definiert ist:  $S = \log (1/T)$ , wobei  $T$  die Transmission des Films ist.

In diesem Abschnitt wollen wir eine sogenannte relative Schwärzungskurve des Kodak 101-01 Films ermitteln, d.h. die Schwärzung in Bezug auf einen relativen (nur bis auf einen konstanten Faktor festgelegten) Wert der auf den Film einfallenden Energie. Um die relative Schwärzungskurve bei verschiedenen Wellenlängen zu erhalten, wurde das Transmissionsgitterspektrometer verwendet (s. Abb. 1). Die relative Schwärzungskurve wird durch Variation der Energieflächendichte (Energie pro Fläche) durch Änderung der Anzahl der Laserschüsse und Änderung der Spektrometerabstände (s. Tab. 8) ermittelt.

Tab. 8: Spektrometeranordnungen für die Filmeichung

| Spektrometer-<br>anordnung | r<br>(cm) | R<br>(cm) | S<br>( $\mu\text{m}$ ) | Spektrale<br>Auflösung<br>( $\text{\AA}$ ) | Multiplika-<br>tionsfaktor |
|----------------------------|-----------|-----------|------------------------|--------------------------------------------|----------------------------|
| Position 1                 | 60        | 200       | 30                     | 1.25                                       | 1                          |
| Position 2                 | 40        | 100       | 50                     | 2.0                                        | 11.7                       |
| Position 3                 | 30        | 80        | 50                     | 2.5                                        | 23.3                       |

Die unterschiedlichen Werte für die Energieflächendichte auf dem Film in den verschiedenen Spektrometeranordnungen sind durch einen Multiplikationsfaktor in Tab. 8 angegeben, der mit Gl. (48) berechnet wurde.

Die Filme wurden densitometriert. Zur Auswertung wird von der durch Röntgenlicht erzeugten Schwärzung die dem Film eigene Untergrundschwärzung abgezogen.

Das hier verwendete Densitometer ist das "Mikrodensitometer Model MK IIIc" von Fa. Joyce, Loebel & Co. Ltd.. Der Öffnungswinkel des den

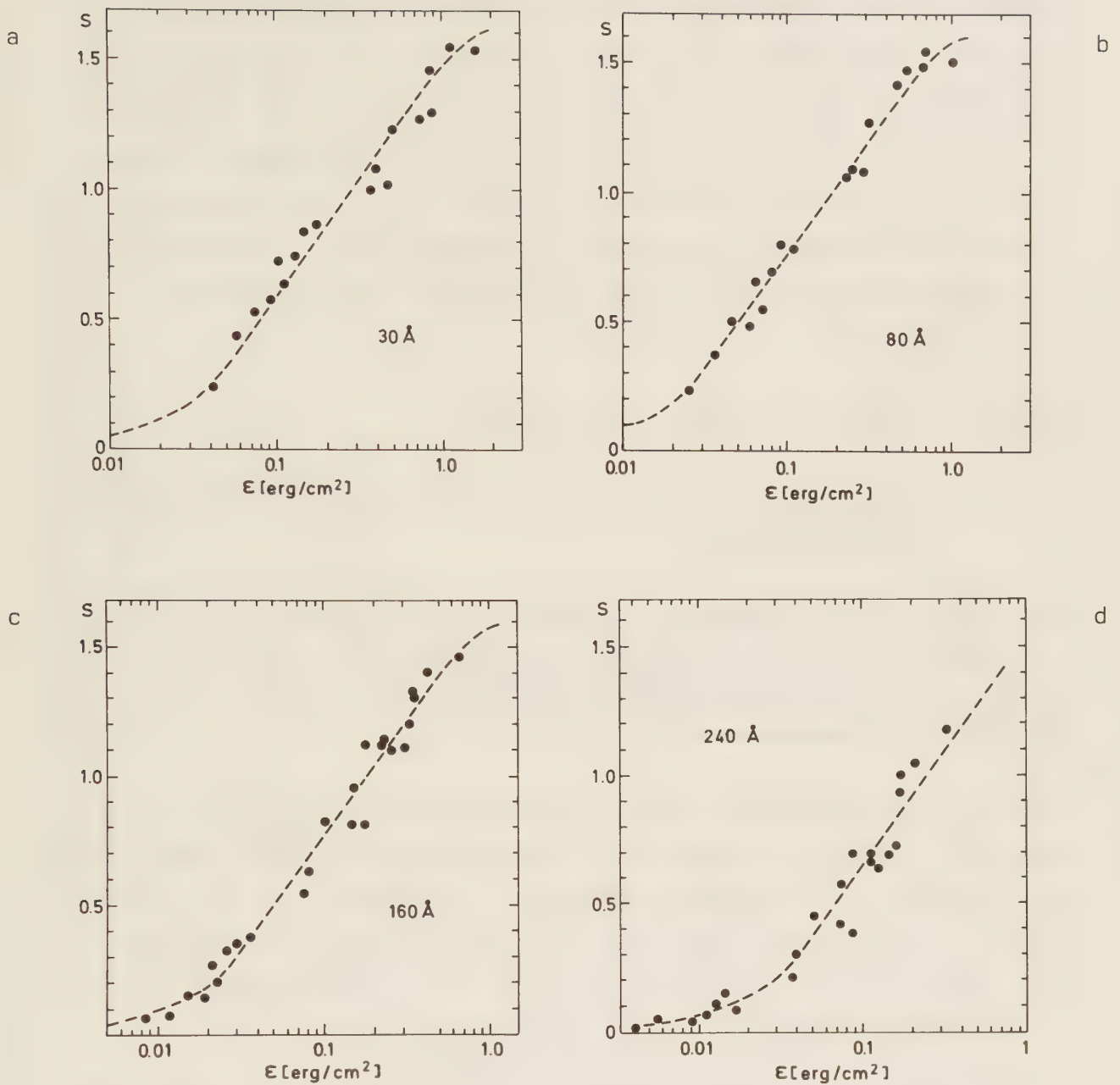


Abb. 30a-d: Schwärzungskurven des Kodak 101-01 Films  
für verschiedene Wellenlängen:  
 $\lambda = 30 \text{ \AA}, 80 \text{ \AA}, 160 \text{ \AA}$  und  $240 \text{ \AA}$

Film abbildenden Objektivs beträgt ca.  $22^\circ$ . (Beim Vergleich von Schwärzungsmessungen mit verschiedenen Densitometern ist der Öffnungswinkel von Bedeutung, da er den genauen Wert der Schwärzung geringfügig beeinflusst.)

Abb. 30a-d zeigen so erhaltene typische Schwärzungskurven bei verschiedenen Wellenlängen. Im Rahmen der Meßgenauigkeit lassen sich die

Meßpunkte bei verschiedenen Wellenlängen durch eine von der Wellenlänge unabhängige einheitliche relative Schwärzungskurve beschreiben. Sie ist in Abb. 30 gestrichelt dargestellt. Die gestrichelten Kurven lassen sich durch Parallelverschiebung längs der Abszisse zur Deckung bringen. Dieses Ergebnis einer einheitlichen Schwärzungskurve gilt für den Meßbereich  $15 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 250 \text{ \AA}$ . Für die Abszissenwerte (Energieflächendichte) wurden im Vorgriff auf die im folgenden beschriebene Absoluteichung bereits die endgültigen Werte angegeben.

### 5.3 Absoluteichung der Filmschwärzung

#### 5.3.1 Absolute spektrale Filmempfindlichkeit durch Vergleich mit der Bolometermessung

Von den bereits aufgestellten relativen Schwärzungskurven wollen wir hier weiter die absoluten Schwärzungskurven für verschiedene Wellenlängen ermitteln. Dies geschieht durch Vergleich mit der in Kap. 4 beschriebenen Bolometermessung des Spektrums.

Weil für alle Wellenlängen eine einheitliche Schwärzungskurve existiert, genügt es, die für die Schwärzung 1 benötigte Energieflächendichte  $C(\lambda)$  als Funktion der Wellenlänge anzugeben. Ergebnisse für  $C(\lambda)$  sind in Abb. 31 aufgetragen. Dabei zeigt Abb. 31a eine grobe Auswertung, bei der weder bei der Bolometer- noch bei der Filmmessung der Einfluß höherer Ordnungen berücksichtigt wurde.

Das Ergebnis dieser Grobauswertung in Abb. 31a zeigt eine starke Abnahme der Filmempfindlichkeit nach kurzen Wellenlängen hin. Außerdem ist ein leicht welliger Verlauf von  $C(\lambda)$  zu erkennen, wobei noch geprüft werden muß, ob diese wellige Struktur durch die Vernachlässigung höherer Beugungsordnungen verursacht ist. Im Bereich  $40 \text{ \AA}$  bis  $50 \text{ \AA}$  beobachtet man eine Änderung der Empfindlichkeit (um ca. 50 %), deren Ursache die Kohlenstoffabsorptionskante bei  $\lambda = 43.7 \text{ \AA}$  sein kann.

Um diese Details zu klären, wird im folgenden Abschnitt eine genaue Analyse durchgeführt.

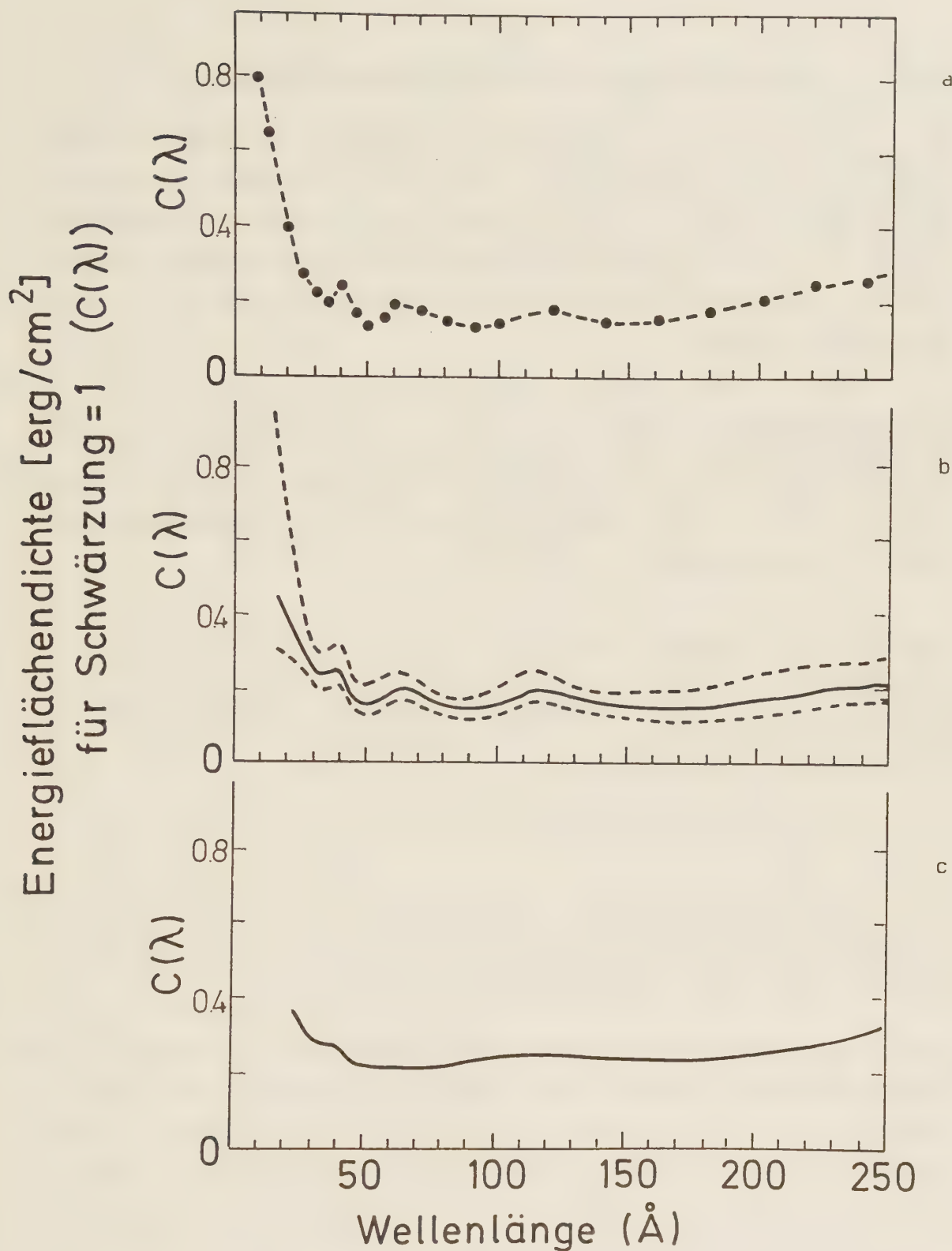


Abb. 31: Spektrale Abhängigkeit der Filmempfindlichkeit:

- a: Grobauswertung ohne Berücksichtigung der höheren Beugungsordnungen
- b: Genauere numerische Auswertung unter Berücksichtigung der höheren Beugungsordnungen, die gestrichelten Kurven kennzeichnen Fehlergrenzen
- c: Verwendung desselben Transmissionsgitters bei der Bolometer- und der Filmmessung (in verschiedenen Laserschüssen)

### 5.3.2 Entfaltung hinsichtlich höherer Beugungsordnungen

Um das korrekte Röntgenspektrum zu erhalten, muß die vom Film gemessene Schwärzung hinsichtlich höherer Beugungsordnungen entfaltet werden. Dieses Problem ist nicht einfach, weil erstens die Filmempfindlichkeit von der Wellenlänge der Röntgenstrahlung abhängt und weil zweitens keine lineare Abhängigkeit der Schwärzung von der Energieflächendichte besteht.

Zur Lösung dieses Problems wurde von uns ein geeignetes Entfaltungungsverfahren entwickelt. Dabei wird als wesentlich die Existenz einer einheitlichen Schwärzungskurve ausgenutzt. Da dieses Verfahren unseres Wissens in der Literatur nicht diskutiert ist, wird es im folgenden ausführlicher beschrieben.

Auf Grund der Existenz einer einheitlichen relativen Schwärzungskurve (im Bereich  $\lambda = 15 \text{ \AA}$  bis  $250 \text{ \AA}$ ) läßt sich für die Schwärzung in Abhängigkeit von der Wellenlänge  $\lambda$  und der auffallenden Energieflächendichte  $\varepsilon(\lambda)$  schreiben:

$$S(\lambda, \varepsilon(\lambda)) \equiv S[\log \{ h(\lambda) \cdot \varepsilon(\lambda) \}] \quad (49)$$

$h(\lambda) = 1/C(\lambda)$  charakterisiert die Filmempfindlichkeit und gibt die parallele Verschiebung der relativen Schwärzungskurve längs der Abszisse je nach der Wellenlänge an (s. Abb. 32a).

Ferner ist es sinnvoll, auf Grund des Mechanismus der Erzeugung der Filmschwärzung (s. Abschn. 5.4), anzunehmen, daß der Film kein "Gedächtnis" für die Wellenlänge des eingefallenen Röntgenlichtes hat, sondern daß er nur die entstandene Schwärzung registriert. Genauer ist hiermit folgendes gemeint: Auf den Film möge Strahlung mit der Energieflächendichte  $\varepsilon(\lambda_1)$  und der Wellenlänge  $\lambda_1$ , sowie Strahlung mit der Energieflächendichte  $\varepsilon(\lambda_2)$  und der Wellenlänge  $\lambda_2$  einfallen. Die gesamte Schwärzung  $S_g$  läßt sich dann mit Gl. (49) berechnen:

$$S_g = S[\log \{ h(\lambda_2) \cdot \{ \varepsilon^*(\lambda_2) + \varepsilon(\lambda_2) \} \}] \quad (50)$$

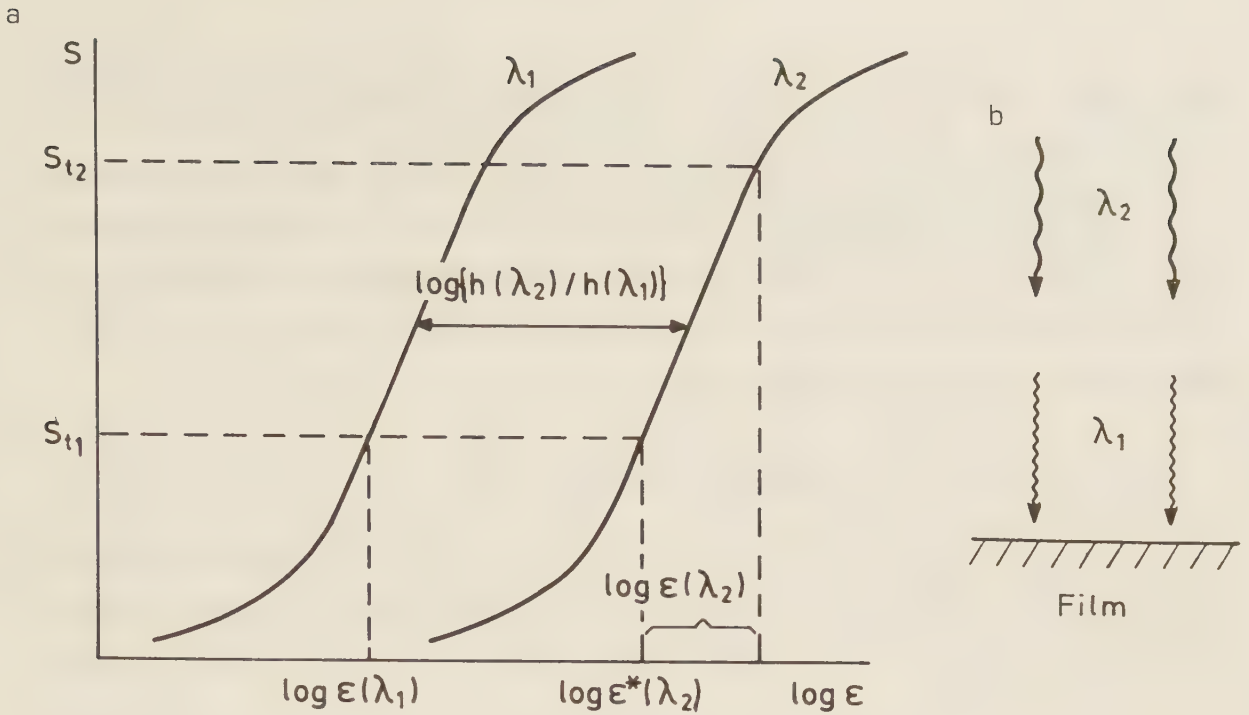


Abb. 32a: Schematische Darstellung der Schwärzungskurven für zwei Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$ .

b: Belichtung des Films mit Licht verschiedener Wellenlängen.

wobei  $\varepsilon^*(\lambda_2)$  die äquivalente Energieflächendichte bei der Wellenlänge  $\lambda_2$  ist, die auf dem Film die gleiche Schwärzung wie  $\varepsilon(\lambda_1)$  hervorruft.  $\varepsilon^*(\lambda_2)$  erhält man mit Hilfe der Gl. (49). Wegen

$$S [ \log \{ h(\lambda_2) \cdot \varepsilon^*(\lambda_2) \} ] = S [ \log \{ h(\lambda_1) \cdot \varepsilon(\lambda_1) \} ]$$

ist

$$\varepsilon^*(\lambda_2) = \frac{h(\lambda_1)}{h(\lambda_2)} \cdot \varepsilon(\lambda_1) , \quad (51)$$

Damit wird aus Gl. (50):

$$S_g = S [ \log \{ h(\lambda_1) \cdot \varepsilon(\lambda_1) + h(\lambda_2) \cdot \varepsilon(\lambda_2) \} ] \quad (52)$$

Diese Gleichung ist völlig symmetrisch in  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$ , d.h. die gesamte Schwärzung  $S_g$  ist unabhängig von der zeitlichen Reihenfolge der bei verschiedenen Wellenlängen einfallenden Strahlungen. Gl. (52) gilt daher auch für "gleichzeitig" auffallende Strahlung, wie es bei der Messung des Spektrums mit den verschiedenen Beugungsordnungen der Fall ist. Für den Fall, daß die Strahlung mehr als zwei Wellenlängen  $\lambda_{1,2}$  enthält, läßt sich Gl. (52) verallgemeinern:

$$S_g = S \left[ \log \left\{ \sum_m h(\lambda_m) \cdot \varepsilon(\lambda_m) \right\} \right] \quad (53)$$

Im folgenden bedeute  $\varepsilon(\lambda)$  den Beitrag in erster Beugungsordnung ("wahres" Spektrum). Dann läßt sich Gl. (53) anhand Gl. (A.12) umformen in

$$S(\lambda) = S \left[ \log \left\{ \sum_m A_m \cdot h\left(\frac{\lambda}{m}\right) \cdot \varepsilon\left(\frac{\lambda}{m}\right) \right\} \right] \quad (54)$$

wobei  $A_m$  wieder mit der Effizienz des Transmissionsgitters der m. Beugungsordnung verknüpft ist (s. Anhang A.2).  $S(\lambda)$  bedeutet die Schwärzung auf dem Film am Ort  $X = \lambda \cdot (R-r)/a$ .

Gl. (54) bietet nun die Möglichkeit der Entfaltung. Die Grundidee ist dabei die folgende. Aus der einheitlichen Schwärzungskurve läßt sich das Argument A unter dem Logarithmus in Gl. (54)

$$A = \sum_m A_m \cdot h\left(\frac{\lambda}{m}\right) \cdot \varepsilon\left(\frac{\lambda}{m}\right) \quad (55)$$

an jeder Stelle auf dem Film bestimmen. Die Entfaltung läßt sich dann mit Hilfe eines geeigneten Iterationsverfahrens durchführen. Dabei treten zwei Fälle auf:

1. Wenn das "wahre" Spektrum  $\varepsilon(\lambda)$  bekannt ist, kann man die Filmempfindlichkeit  $h(\lambda)$  bestimmen. Dies wird im nächsten Abschnitt durchgeführt.
2. Bei bekannter Filmempfindlichkeit  $h(\lambda)$  läßt sich das "wahre" Spektrum  $\varepsilon(\lambda)$  ermitteln. Beispiele hierfür finden sich in Kap. 6.

### 5.3.3 Gemessene Filmempfindlichkeit

Wir ermitteln nun die Filmempfindlichkeit unter Berücksichtigung der höheren Ordnungen. Dazu führen wir eine effektive Energie  $E(\lambda)$  ein und schreiben Gl. (55) in folgender Form:

$$E(\lambda) = \sum_m A_m \cdot h'(\frac{\lambda}{m}) \cdot \varepsilon(\frac{\lambda}{m}) \quad (56)$$

wobei  $h'(\lambda) = h(\lambda)/h(\lambda_0)$  eine normierte Filmempfindlichkeit ist.  $\lambda_0$  kann eine beliebige Wellenlänge (im Bereich 15 Å bis 250 Å) sein.  $E(\lambda)$  läßt sich aus der Densitometerkurve des Spektrums (s. Abb. 29b) mit der zur Wellenlänge  $\lambda_0$  gehörigen Schwärzungskurve über den ganzen Wellenlängenbereich ( $15 \text{ Å} \leq \lambda \leq 250 \text{ Å}$ ) bestimmen.

Zur Bestimmung von  $h(\lambda)$  wird  $\varepsilon(\lambda)$  auf Grund der Bolometermessung benutzt. Allerdings sind die Bolometerwerte mit einer schlechteren spektralen Auflösung als beim Film gemessen worden. Dies wird näherungsweise berücksichtigt, indem Gl. (56) über die entsprechende spektrale Auflösung  $\Delta\lambda$  der Bolometermessung gemittelt wird:

$$\hat{E}(\lambda) = \frac{2}{\Delta\lambda \cdot \sqrt{2\pi}} \int E(\lambda') \cdot \exp\left(-\frac{(\lambda' - \lambda)^2}{2 \cdot \Delta\lambda^2}\right) d\lambda' \quad (57)$$

dann

$$\hat{E}(\lambda) = \sum_m A_m \cdot \hat{h}'(\frac{\lambda}{m}) \cdot \hat{\varepsilon}(\frac{\lambda}{m}) \quad (58)$$

wobei  $\hat{\varepsilon}(\lambda)$  die Bolometermeßwerte sind.

Zur praktischen Durchführung werden die Densitometerkurven digitalisiert. Dazu wird der Computer "Tektronix 4052" und das "Graphics Tablet 4956" verwendet. Das Spektrum wird in ca. 250 Punkte zerlegt, die jeweils einen Abstand der Wellenlänge 1 Å haben.

Die erforderlichen, oben beschriebenen mathematischen Schritte lassen sich dann mit Hilfe des Computers durchführen. Die Iteration wird analog zur Entfaltung der Bolometerdaten (s. Abschn. 4.3.4) durchgeführt (s. Anhang A.2). Das Ergebnis dieser Auswertung ist in Abb. 31b dargestellt. Die gezeigte durchgezogene Kurve stellt eine Mittelung über ca. 30 Meßpunkte dar, wobei sich das Spektrometer in verschiedenen

Stellungen befand (s. Tab. 8). Die gestrichelten Kurven geben den Streubereich (Standardabweichung) der Ergebnisse aus den verschiedenen Meßpunkten an. Bei kurzen Wellenlängen ( $\lambda < 20 \text{ \AA}$ ) werden die Ergebnisse unsicher wegen der dominierenden 0. Ordnung und des Streuuntergrundes.

Das Ergebnis der genaueren Auswertung, Abb. 31b, unterscheidet sich nur unwesentlich von der Grobauswertung, Abb. 31a. D.h. der Einfluß höherer Beugungsordnungen sowie der verschiedenen spektralen Auflösungen in der Film- und der Bolometermessung ist von untergeordneter Bedeutung. Der Beitrag höherer Beugungsordnungen, der von kürzeren Wellenlängen herrührt, wird reduziert, weil der Film für kurze Wellenlängen unempfindlicher wird.

Es zeigt sich, daß die Welligkeit der Filmempfindlichkeit in Abb. 31b erhalten bleibt und daher nicht vom Einfluß höherer Beugungsordnungen stammt. Da wir keine plausible Erklärung für einen welligen Verlauf der Filmempfindlichkeit finden konnten (s. Abschn. 5.4.1), vermuteten wir als Ursache die Benutzung zweier, individuell verschiedener Gitter für die Bolometer- und die Filmmessung. Diese beiden Transmissionsgitter sind zwar vom Hersteller als gleich spezifiziert, könnten aber geringe Produktionsunterschiede bezüglich der Stegdicke oder des Steg-Lücke-Verhältnisses aufweisen mit der Folge, daß sich die spektralen Gittereffizienzen etwas unterscheiden (s. Anhang A.1).

Deswegen wurde in einigen Testschüssen (insgesamt vier) für die Aufnahme des Spektrums mit dem Film das Transmissionsgitter der Bolometermessung verwendet. Die ausgewertete Filmempfindlichkeit auf Grund dieser Schüsse ist in Abb. 31c zu sehen. Die ausgeprägte Wellenform ist jetzt zurückgegangen. Wir schließen daraus, daß die Welligkeit der Empfindlichkeitskurve in Abb. 31a und b nicht eine Filmeigenschaft ist, sondern mit der Benutzung unterschiedlicher Transmissionsgitter zusammenhängt.

Man erkennt auch in Abb. 31c noch einen Sprung der Filmempfindlichkeitskurve zwischen  $40 \text{ \AA}$  und  $50 \text{ \AA}$ . Um zu prüfen, ob dieser Sprung durch die Kohlenstoffabsorptionskante ( $\lambda = 43.7 \text{ \AA}$ ) des Films verursacht wird, wurde das Spektrum eines lasererzeugten Berylliumplasmas auf-

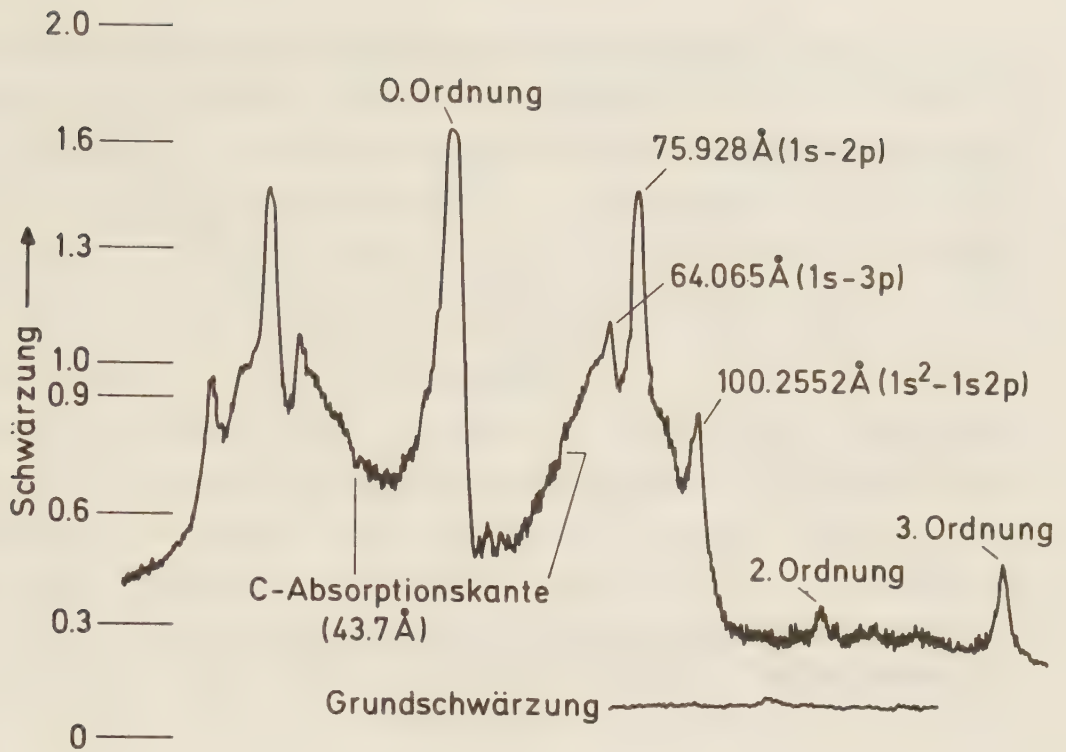


Abb. 33: Densitometerkurve des Spektrums eines lasererzeugten Berylliumplasmas. (Die Asymmetrie der 0. Ordnung ist auf die einseitige Expansion des Plasmas zurückzuführen.)

genommen, s. Abb. 33. Beryllium zeigt keine Linienemission im Bereich  $\lambda < 60 \text{ \AA}$ , sondern nur kontinuierliche Strahlung. Dort, wo man die Absorptionskante des Kohlenstoffes erwartet, weist die Densitometerkurve einen kleinen Sprung auf. Anhand dieser Aufnahme schätzen wir, daß die Schwärzung an der Kohlenstoffkante bei  $\lambda = 43.7 \text{ \AA}$  nur ca. 0.05 springt. Das entspricht einer Änderung von 25 % der für die Schwärzung 1 erforderlichen Energieflächendichte  $C(\lambda)$ .

Da bei kurzen Wellenlängen das Vergleichsverfahren Film-Bolometer ungenauer wird, wird in diesem Bereich der Kodak 101-01 Film mit dem RAR 2497 Film verglichen, dessen Empfindlichkeit bekannt ist /31/.

Dazu wird als Röntgenstrahlungsquelle wieder das lasererzeugte Plasma verwendet, wobei als Targetmaterial Kupfer eingesetzt wird. Kupfer hat eine starke Linienstrahlung im Bereich zwischen ca.  $8 \text{ \AA}$  und  $12 \text{ \AA}$  (s. Abb. 38). Das Spektrum des Kupferplasmas wird mit dem Transmissionsgitterspektrometer mit den beiden genannten Filmen mehrmals hintereinander aufgenommen. Dabei wird eine  $5 \text{ }\mu\text{m}$  dicke Aluminiumfolie vor das Spektrometer gebracht, um die übermäßige Breite der 0. Ordnung zu verringern, die hauptsächlich durch langwellige Strahlung verursacht wird. Nach Transmission der Strahlung durch die Aluminiumfolie hat die Kupferlinienemission ihr Maximum bei ca.  $11 \text{ \AA}$  mit einer spektralen Halbwertsbreite von  $2 \text{ \AA}$ , s. Abb. 34. Die Filmempfindlichkeit beider Filme bei dieser Wellenlänge ist annähernd gleich, was für die Meßgenauigkeit günstig ist. Das eingekreiste Kreuz in Abb. 35 zeigt das Meßergebnis, das die Tendenz der abnehmenden Filmempfindlichkeit zu kürzeren Wellenlängen hin bestätigt.

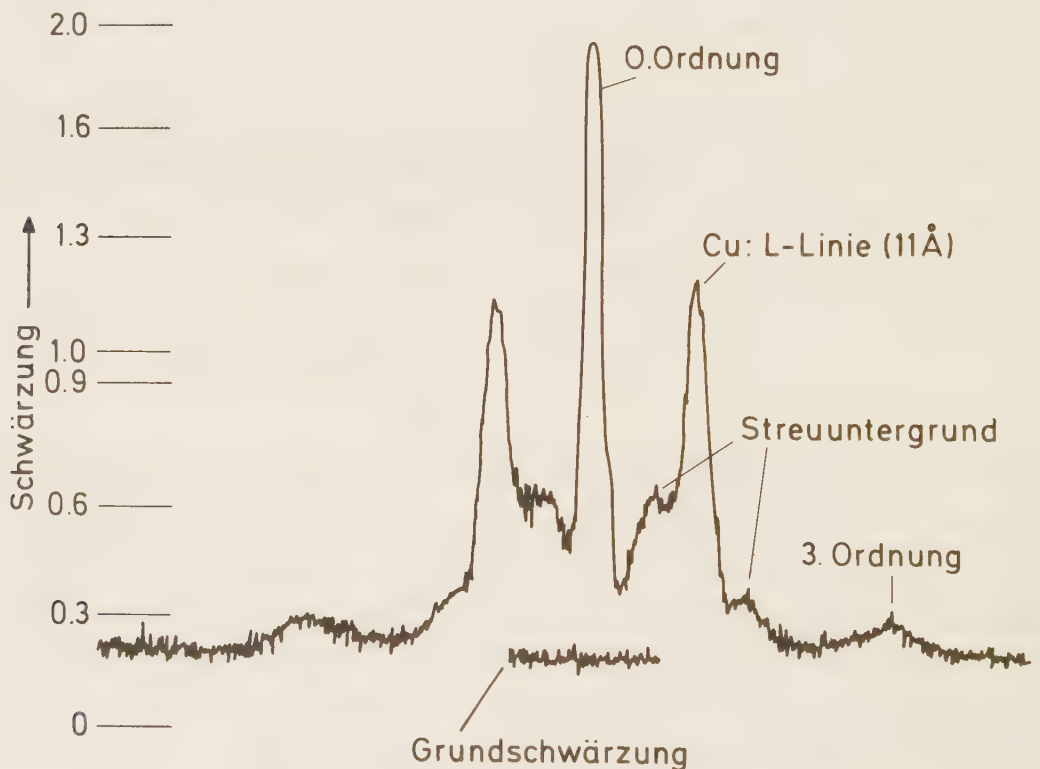


Abb. 34: Densitometerkurve des Spektrums eines lasererzeugten Kupferplasmas, aufgenommen mit  $5 \text{ }\mu\text{m}$  dickem Al-Filter zur Unterdrückung der langwelligen Strahlung

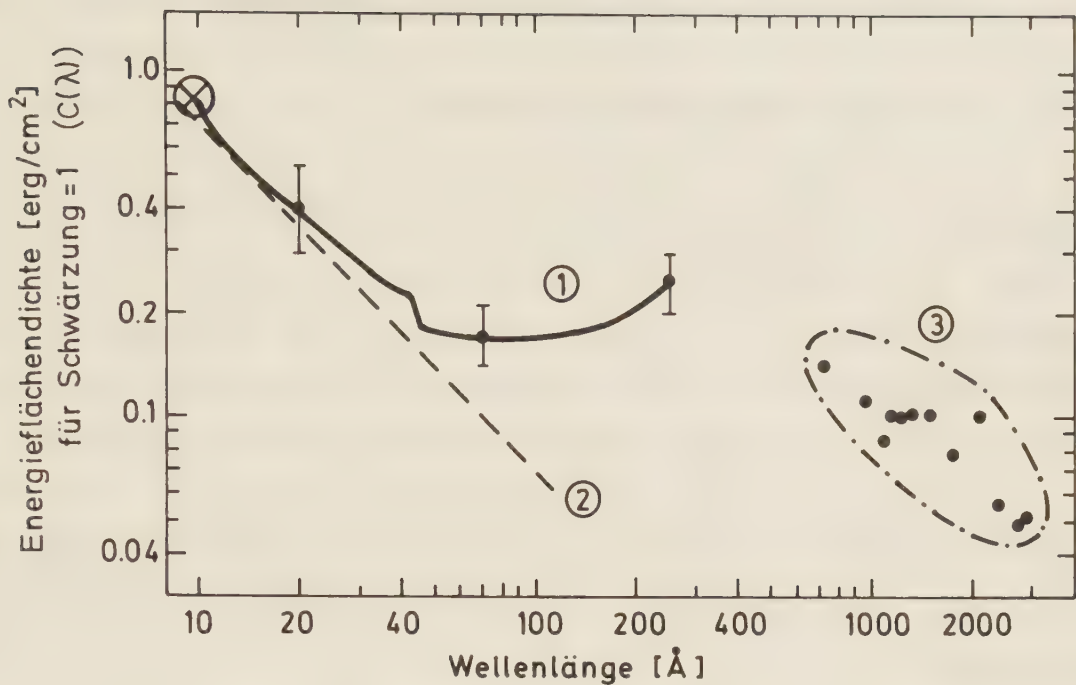


Abb. 35: Energiefächendichte für die Schwärzung 1 in Abhängigkeit von der Wellenlänge beim Kodak 101-01 Film:  
1 : unsere Messung  
2 : Messung von Henke et al./34/  
3 : Messung von Burton et al./32/

Das endgültige Ergebnis der gemessenen Filmempfindlichkeit ist in Abb. 35 gezeigt (durchgezogene Kurve). Wir schätzen den Fehler unserer Eichung (s. Fehlerbalken in Abb. 35) unter Berücksichtigung des Meßfehlers der absoluten Messung mit dem Bolometer ( $\pm 15\%$ ) auf maximal  $\pm 25\%$  im Bereich  $\lambda \geq 30 \text{ \AA}$ . Der Fehler wird größer im Bereich kürzerer Wellenlängen zum Vergleich enthält Abb. 35 auch Meßergebnisse anderer Autoren, die im nächsten Abschnitt ausführlicher erläutert werden.

## 5.4 Diskussion der gemessenen Filmempfindlichkeit

### 5.4.1 Einfaches theoretisches Filmmodell

Das in Abb. 35 von uns experimentell festgestellte Verhalten der Empfindlichkeit ( $1/C(\lambda)$ ) des Kodak 101-01 Films zeigt eine stärkere Abnahme der Empfindlichkeit nach kurzen Wellenlängen hin und eine schwächere Abnahme zu langen Wellenlängen mit einem Maximum der Filmempfindlichkeit bei  $\lambda \cong 70 \text{ \AA}$ . Im Bereich der Kohlenstoffabsorptionskante ( $\lambda = 43.7 \text{ \AA}$ ) wurde ein Sprung der Empfindlichkeit festgestellt.

Um das Verhalten der spektralen Empfindlichkeit dieses Films zu verstehen, wollen wir versuchen, ein einfaches Filmmodell auf Grund der Absorption des Röntgenphotons durch den photoempfindlichen Kristall aufzustellen.

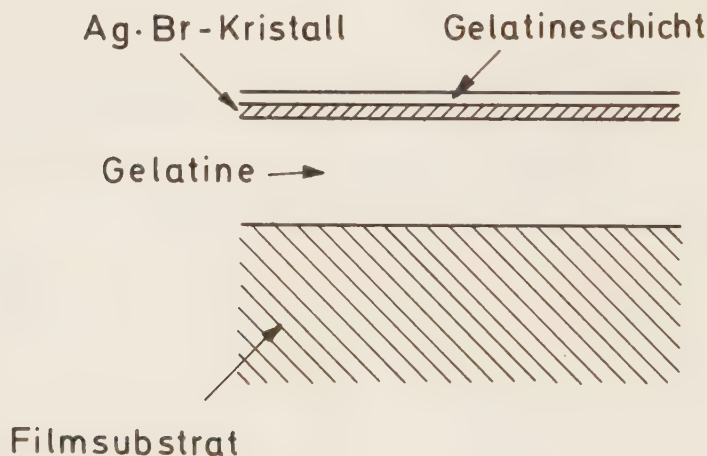


Abb. 36: Einschichtiges Modell des Kodak 101-01 Films

Für die Modellrechnung der Filmschwärzung wird folgendes angenommen: Die Filmschwärzung ist nur abhängig von der Anzahl der absorbierten Photonen im AgBr-Kristall. Für die weiche Röntgenstrahlung ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon durch den ersten AgBr-Kristall durchgeht, den zweiten erreicht und erst dort absorbiert wird, vernachlässigbar klein.

Diese Annahmen führen uns zu dem in Abb. 36 gezeigten Filmmodell, bei dem die Emulsionsschicht nur aus einer Schicht von AgBr-Kristallen mit der Dicke  $d_K$  besteht, die der durchschnittlichen Dicke eines realen Kristalls entspricht. An der Oberfläche dieser AgBr-Kristallschicht befindet sich eine dünne Gelatineschicht mit der Dicke  $d_G$ . Die Absorption  $A(\lambda)$  der (senkrecht) einfallenden Photonen mit der Wellenlänge  $\lambda$  im Kristall ergibt sich zu

$$A(\lambda) = e^{-\mu_G(\lambda) \cdot d_G} (1 - e^{-\mu_K(\lambda) \cdot d_K}) \quad (59)$$

wobei  $\mu_G(\lambda)$  der spektrale Absorptionskoeffizient der Gelatineschicht ist und  $\mu_K(\lambda)$  der der AgBr-Kristalle. Als chemische Zusammensetzung der Gelatine wird  $C_8H_{16}O_5N_2$  angenommen /28/.

Die Schwärzung ist durch die Anzahl  $N_a$  der pro Flächeneinheit aktivierten Kristalle bestimmt, die proportional zur Anzahl der pro Flächeneinheit absorbierten Photonen ist, d.h.  $N_a \propto \lambda \cdot \varepsilon(\lambda) \cdot A(\lambda)$ . ( $\lambda \cdot \varepsilon(\lambda) = h \cdot c \cdot \varepsilon(\lambda)/h\nu$  ist bis auf den konstanten Faktor  $h \cdot c$  die pro Flächeneinheit auftreffende Photonenzahl.) Andererseits ist die Schwärzung nach unserer Messung eine Funktion von  $\varepsilon(\lambda)/C(\lambda)$ , d.h. es gilt

$$C(\lambda) \propto \frac{1}{\lambda \cdot A(\lambda)} \quad (60)$$

Mit Gl. (60) kann zwar kein absoluter Wert von  $C(\lambda)$ , jedoch der relative spektrale Verlauf von  $C(\lambda)$  ermittelt werden. Gl. (60) beinhaltet die Aktivierungseffizienz der AgBr-Kristalle allein auf Grund des Verhaltens der Röntgenabsorption durch das Filmmaterial. Die gesamte Aktivierungseffizienz kann noch durch weitere physikalische Effekte beeinflusst sein. Z.B. hat nach Brown et al. /28/ das Elektron, das direkt durch die Absorption der Röntgenstrahlung erzeugt wird, eine hohe kinetische Energie und erzeugt es durch Stöße mit anderen Atomen weitere Elektronen im AgBr-Kristall, bedeutet das eine Erhöhung der Filmempfindlichkeit. Dieser Effekt wird erst bei hohen Photonenenergien  $h\nu \geq 10$  keV bedeutungsvoll /28/ und sollte dabei für den hier untersuchten Energiebereich  $h\nu \leq 1$  keV keine Rolle spielen. Ferner kann die Aktivierungseffizienz von der Belichtungsdauer des Films abhängen (Kurzzeit- bzw. Schwarzschildeffekt). Hierauf wird am Schluß dieses Abschnittes näher eingegangen.

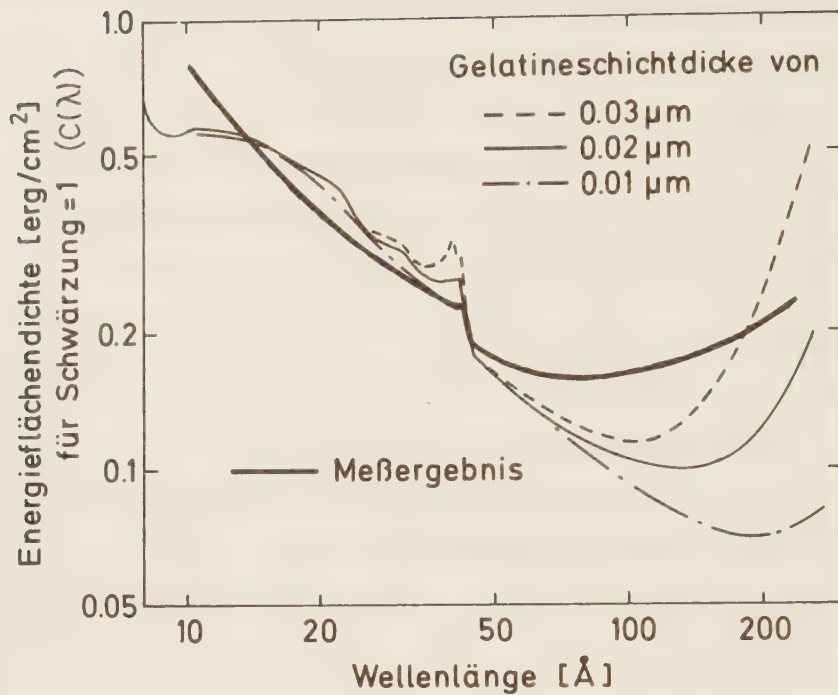


Abb. 37: Gerechnete und gemessene Energieflächendichte für die Schwärzung 1

Unser Modell enthält nur zwei freie Parameter, die Dicke der Gelatineschicht  $d_G$  und die Dicke der Kristallschicht  $d_K$ . Durch Vergleich mit der gemessenen Filmempfindlichkeitskurve erhalten wir als passende Werte 0.01  $\mu\text{m}$  bis 0.02  $\mu\text{m}$  für  $d_G$  und 0.8  $\mu\text{m}$  für  $d_K$  (s. Abb. 37). Der genaue Wert der Kristallschichtdicke ist für weiche Röntgenstrahlung  $\lambda \geq 15 \text{ \AA}$  nicht sehr kritisch, wie die Variation von  $d_K$  im Bereich 0.5  $\mu\text{m}$  bis einige  $\mu\text{m}$  zeigt.

Unser vereinfachtes nur auf Absorption der Photonen basierendes Modell beschreibt bereits die wesentlichen Merkmale der spektralen Filmempfindlichkeit. Im kurzen Wellenlängenbereich, in dem die Strahlung von der Gelatineschicht nicht mehr absorbiert wird, zeigt das Modell die Abhängigkeit  $C(\lambda) \propto 1/\lambda$ , was auch experimentell gefunden wurde. Die Abweichung bei Annäherung an die Brom L-Absorptionskante ( $\lambda = 7-8 \text{ \AA}$ ), die die Rechnung zeigt, wird experimentell nicht fest-

gestellt. Der Grund dafür könnte an der mangelnden Meßgenauigkeit in diesem Bereich liegen.

Bei langen Wellenlängen wird der Verlauf der Empfindlichkeit sowie die Höhe des Empfindlichkeitssprunges bei der Kohlenstoff K-Absorptionskante hauptsächlich durch die Dicke  $d_G$  der Gelatineschicht bestimmt. Mit  $d_G = 0$  verschwindet die Kante und  $C(\lambda)$  nimmt  $\propto 1/\lambda$  ab. Die Tatsache, daß experimentell ein Empfindlichkeitssprung der Kohlenstoffabsorptionskante beobachtet wurde, deutet auf das Vorhandensein einer endlichen Gelatineschichtdicke  $d_G$  hin. Das ist auch konsistent mit der Beobachtung eines Minimums für  $C(\lambda)$  bei  $\lambda \cong 100 \text{ \AA}$ .

Im langwelligen Bereich ist eine genaue Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung im Rahmen unseres einfachen Modelles nicht zu erzielen. Wählt man  $d_G$  so groß, daß eine Übereinstimmung im Bereich  $\lambda \cong 100 \text{ \AA}$  erzielt wird, dann wird der Sprung an der Absorptionskante zu groß. Ursache hierfür kann der bereits erwähnte Kurzzeiteffekt sein, den wir im folgenden kurz erläutern.

Um auf dem Film eine bestimmte Schwärzung hervorzurufen, gibt es im allgemeinen einen optimalen Bereich für die Belichtungsdauer. Sowohl bei kürzerer Belichtungsdauer (hohe Intensität, Kurzzeiteffekt), als auch bei längerer (niedrige Intensität, Schwarzschildeffekt) benötigt man im Vergleich zu dieser optimalen Belichtungsdauer mehr Photonen, um eine gleiche Belichtungsdauer zu erzielen.

Diese Effekte sind unmittelbar mit dem Schwärzungsmechanismus des Films verknüpft /74/. Das einfallende Licht erzeugt im AgBr-Kristall Photoelektronen, die von Gitterfehlern eingefangen werden (Keimbildung). Diese Elektronen verbinden sich dann mit den Silberionen zu neutralen Atomen. Damit die entstehende Ansammlung von Silberatomen stabil bleibt, muß eine ausreichende Anzahl neutraler Silberatome erzeugt werden. Beim Kurzzeiteffekt wird die Keimbildung dadurch verhindert, daß momentan durch den Lichtpuls zu viele Elektronen erzeugt werden, die sich infolge des nicht beliebig schnell ablaufenden Einfangprozesses an Gitterfehlstellen stauen und durch Coulomb'sche Abstoßung den weiteren Einfang von Elektronen verhindern. Die überzähligen Elektronen

gehen dann durch Einzelrekombination an anderen Stellen im Kristall verloren /75/. Beim Schwarzschildeffekt fallen dagegen wenige Photonen auf den Kristall (bei Belichtungszeiten von Stunden oder Tagen) und erzeugen damit wenige Photoelektronen, die zwar eingefangen werden, aber durch langsam ablaufende Regenerationsprozesse wird eine stabile Keimbildung verhindert /75/.

Diese Effekte wurden bereits mehrfach experimentell untersucht und in /76/ übersichtlich zusammengestellt. Im sichtbaren Lichtbereich kann der Kurzzeiteffekt sehr ausgeprägt sein. In /77/ wurde gefunden, daß eine Belichtung im Nanosekunden-Bereich ca. 100 mal mehr Photonen als im Sekunden-Bereich erfordert, um eine gleiche Schwärzung zu erzielen. Dagegen wurde im Bereich der härteren Röntgenstrahlung ( $h\nu \geq 9 \text{ keV}$ ) kein Kurzzeiteffekt festgestellt /78/. Dieses unterschiedliche Verhalten hängt damit zusammen, daß die Photonen im Röntgenbereich tief in den Kristall eindringen, während im Sichtbaren die Keimbildung nur an der Kristalloberfläche stattfindet.

Vergleicht man die Korngröße der AgBr-Kristalle mit der Reichweite von Photonen in dem von uns untersuchten Bereich der weichen Röntgenstrahlung, ist der Kurzzeiteffekt bei Wellenlängen oberhalb ca.  $30 \text{ \AA}$  zu erwarten. Damit ist die Diskrepanz zwischen unserem einfachen Modell und dem experimentellen Befund im wesentlichen zu erklären.

#### 5.4.2 Vergleich mit anderen Messungen

In Abb. 35 sind zum Vergleich auch Meßdaten von anderen Autoren gezeigt. Die mit ② gekennzeichnete Linie zeigt ein Meßergebnis von Henke et al., Dez. 1984, für den Kodak 101-07 Film /34/, das kurz vor Beendigung dieser Arbeit veröffentlicht wurde. Nach Henke et al. soll dieser Film die gleiche Emulsion wie der 101-01 Film haben. Der Unterschied der beiden Filmsorten soll nur in verschiedenen Filmsubstraten bestehen. Der mit ③ gekennzeichnete Bereich zeigt frühere Meßergebnisse im UV-Bereich von Burton et al. aus dem Jahr 1973 /32/.

Henke et al. beobachten im gesamten gemessenen Bereich einen Verlauf  $C(\lambda) \propto 1/\lambda$ . Dies ist für  $\lambda \leq 50 \text{ \AA}$  in Übereinstimmung mit unserer Messung, auch im Hinblick auf den Absolutwert. Dagegen weicht unsere Messung von dem Ergebnis von Henke et al. im langwelligen Bereich  $\lambda > 50 \text{ \AA}$  ab. Auch beobachteten Henke et al. keinen Sprung bei der Kohlenstoffabsorptionskante.

Ursache für diese Diskrepanz kann der in Abschn. 5.4.1 beschriebene Kurzzeiteffekt sein. Bei der Messung von Henke et al. wurde zur Erzeugung der Röntgenstrahlung eine konventionelle cw-Röntgenröhre verwendet. Dabei benötigt man nach unserer Schätzung eine sekunden- bis minutenlange Belichtung. Dagegen strahlt das von uns benutzte lasererzeugte Plasma nur während einiger Nanosekunden.

Zu bemerken ist auch, daß Henke et al. nur zwei Meßpunkte bei der Wellenlänge oberhalb von  $25 \text{ \AA}$  zur Verfügung standen, und zwar die charakteristischen Eigenstrahlungen von der Mo -  $M_\zeta$  - Linie ( $\lambda = 64 \text{ \AA}$ ) und der Be- $K_\alpha$ -Linie ( $\lambda = 114 \text{ \AA}$ ) /34/. Im Gegensatz zu unserer über  $\lambda$  kontinuierlichen Messungen ist es unter diesen Bedingungen unmöglich den Sprung der Filmempfindlichkeit bei der Kohlenstoffabsorptionskante aufzulösen.

Henke et al. haben auch ein Filmmodell zur Beschreibung der Meßdaten diskutiert /33/. Dazu wurde die Emulsionsschicht des Kodak 101-07 Films mit einem Elektronenmikroskop beobachtet. Als durchschnittlicher Durchmesser des AgBr-Kristalls wird  $1 \text{ \mu m}$  angegeben, was mit unserem Wert von  $0.8 \text{ \mu m}$  gut übereinstimmt. Zur Beschreibung des durchgehenden Verlaufes  $C(\lambda) \propto 1/\lambda$  wurde die Gelatineschichtdicke gleich Null gesetzt.

Wir weisen abschließend darauf hin, daß man beim Vergleich verschiedener Filmeichungen auch berücksichtigen muß, daß die benutzten Filme aus verschiedenen Produktionsserien stammen, die verschiedene Filmeigenschaften wie die Gelatineschichtdicke oder die Konzentration der AgBr-Kristalle aufweisen können.

Während unserer Messung wurden mehrere Filmrollen verbraucht, die alle aus einer Produktionsserie stammten. Individuelle Unterschiede der

Filmeigenschaften wurden kaum festgestellt, z.B. liegt die Untergrundschwärzung immer bei ca. 0.1. Die hier verwendeten Filme wurden nach der Lieferung in einer Tiefkühltruhe gelagert und waren nicht älter als ein Jahr. Zum Vergleich wurden auch ältere, ca. 3 bis 5 Jahre alte Filmrollen belichtet, die nicht in einer Tiefkühltruhe, sondern in einem normalen Kühlschrank gelagert worden waren. Diese Filme zeigten eine eindeutig erhöhte Untergrundschwärzung von ca. 0.3. Dies deutet darauf hin, daß es eine durch das Alter bedingte Änderung der Filmempfindlichkeit geben könnte /79/, was von uns nicht weiter untersucht wurde.

## 6. Absolutmessung der Röntgenemission von Targets aus verschiedenem Material

In den vorangehenden Kapiteln wurde die Entwicklung geeigneter Diagnostik für den weichen Röntgenbereich beschrieben. Das absolut messende Bolometer und der absolut geeichte Röntgenfilm zusammen mit dem Transmissionsgitterspektrometer versetzen uns nun in die Lage vielfältige Untersuchungen der Strahlung lasererzeugter Plasmen durchzuführen. Wie bereits in Kap. 1 erwähnt, besteht Interesse an einer systematischen Untersuchung der Konversionseffizienz und der Spektren von Targets aus verschiedenem Material. Eine solche experimentelle Studie wird in den folgenden Abschnitten beschrieben.

### 6.1 Spektrale Verteilung der Emission

Als Targetmaterial wurden zehn verschiedene feste Elemente mit Kernladungszahlen von  $Z = 4$  (Be) bis  $Z = 82$  (Pb) ausgesucht. Zum Versuchsaufbau verweisen wir auf Abb. 17. Das Filmspektrometer (2000  $\ell/\text{mm}$ ), das zur Messung des spektralen Verlaufs benutzt wird, mißt unter einem Winkel von  $45^\circ$  zur Laserachse (Spektrometer 2 in Abb. 17). Da die Emission von Targets mit kleinem  $Z$  viel niedriger als die von Hoch- $Z$  Targets ist, werden verschiedene Spektrometerabstände (ähnlich Tab. 8) benutzt.

Abb. 38 zeigt links die Densitometerkurven der Spektren und rechts die daraus abgeleiteten "wahren" Spektren. Die Entfaltung, die im Abschn. 5.3.2 ausführlich beschrieben wurde, berücksichtigt den spektralen Verlauf der Filmempfindlichkeit  $C(\lambda)$ , die Transmissionsgittereffizienz  $f(\lambda)$  und die höheren Beugungsordnungen (s. auch Anhang A.1.2 und A.2). Die Entfaltung wurde im Bereich  $15 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 240 \text{ \AA}$  durchgeführt. Die untere Wellenlängengrenze ist durch die infolge langwelliger Strahlung verbreiterte 0. Ordnung bedingt.

Bei den Spektren auf der rechten Seite in Abb. 38 ist der Absolutwert der Energie der Röntgenemission pro Raumwinkel und Wellenlängenintervall ( $d^2E/d\Omega d\lambda$ ) als Ordinate aufgetragen. Dabei ist der geschätzte

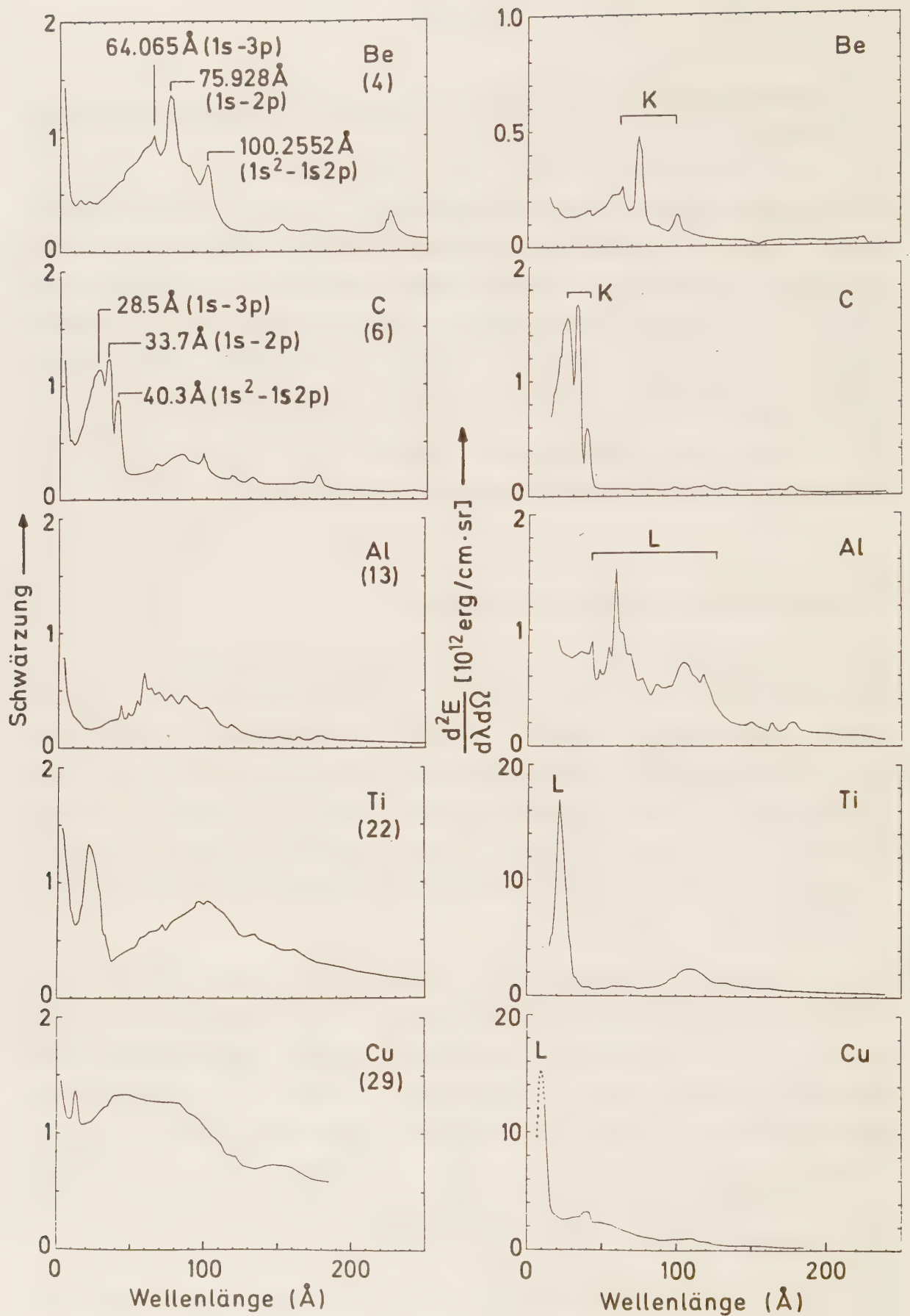
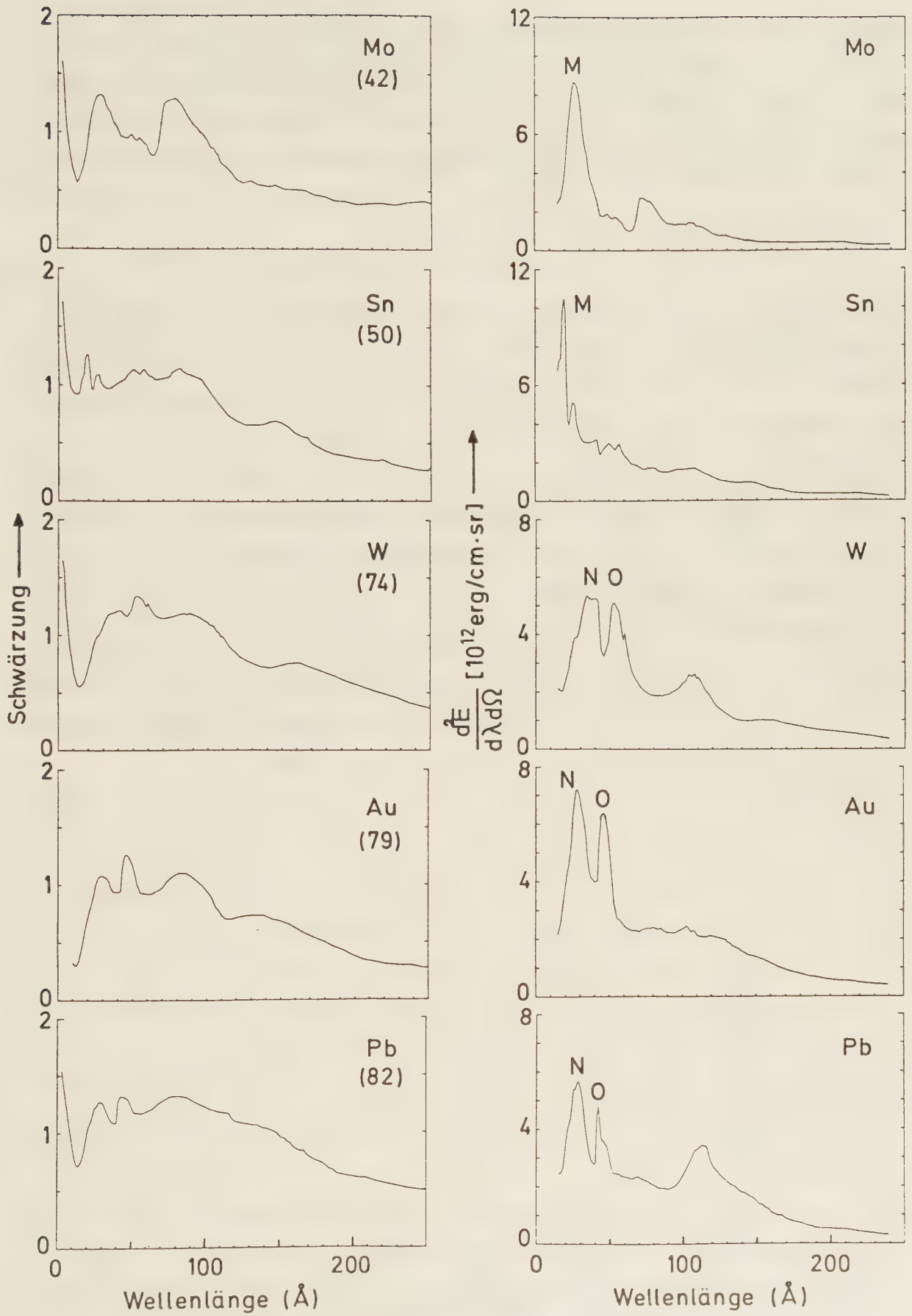


Abb. 38: Densitometerkurven der auf Kodak 101-01 Film aufgenommenen Spektren (linke Seite) und ausgewertete Spektren verschiedener Materialien (rechte Seite). Für die Kupferemission bei  $\lambda \approx 11 \text{ Å}$  - gestrichelter Verlauf - wurde die gefilterte Aufnahme (Abb. 34) mit herangezogen. Laserintensität:  $3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ , Laserenergie: 7 J



Fehler unter Berücksichtigung der Genauigkeit der Filmeichung ( $\pm 25\%$ , s. Abschn. 5.3.3)  $\pm 30\%$  im Bereich  $\lambda \geq 30 \text{ \AA}$ . Der Fehler wird größer im Bereich  $15 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 30 \text{ \AA}$  wegen der 0. Ordnung und des Streuuntergrundes. Im Bereich  $70 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 90 \text{ \AA}$  liegen Unsicherheiten vor wegen der starken Abhängigkeit der Gittereffizienz von der Wellenlänge und der Stegdicke, s. Anhang A.1. Die spektrale Auflösung  $\Delta\lambda$  beträgt bei allen Messungen  $5 \text{ \AA}$ .

Alle Spektren zeigen, daß die Emission hauptsächlich im Wellenlängenbereich zwischen  $10 \text{ \AA}$  und  $150 \text{ \AA}$  ( $100 \text{ eV} \leq h\nu \leq 1 \text{ keV}$ ) erfolgt. Im Bereich  $\lambda > 150 \text{ \AA}$  ist keine intensive Strahlung mehr zu beobachten. Die komplexe Struktur der Spektren ist durch Linienemission bedingt. Bei Beryllium und Kohlenstoff ist "K-Linienemission" zu beobachten, die durch Übergänge der Elektronen aus äußeren Schalen zur K-Schale entsteht. Klar erkennbar sind die wasserstoffähnlichen Übergänge  $1s - 2p$  und  $1s - 3p$  sowie der heliumähnliche Übergang  $1s^2 - 1s2p$ . Bei den schweren Elementen lassen sich zwar wegen der Linienvielfalt und der beschränkten Auflösung keine individuellen Linien mehr identifizieren, aber man kann angeben, in welchen Schalen die Emission erfolgt. Die Al-, Ti- und Cu-Spektren zeigen deutliche L-Linienemission, wobei bei Titan und Kupfer die Linien in einem engen Wellenlängenbereich zusammenfallen und eine sehr intensive "L-Bandemission" bilden.

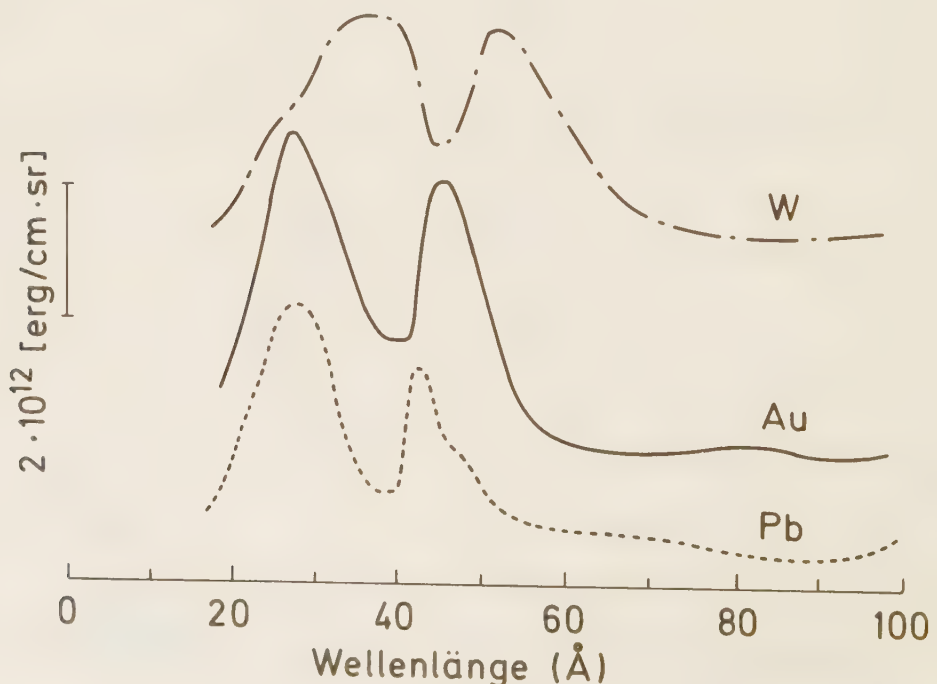


Abb. 39: Verschiebung des N- und O- Bandes mit der Kernladungszahl für die beobachteten  $5 \text{ \AA}$

Gut zu erkennen ist, daß das zu einer Schale gehörige Emissionsband zu kürzeren Wellenlängen, d.h. zu höheren Photonenergien, wandert, je größer die Kernladungszahl wird. Diese Tendenz zeigt sich auch für die eng benachbarten Elemente  $W(Z = 74)$ ,  $Au(Z = 79)$  und  $Pb(Z = 84)$ , s. Abb. 39, die eine deutliche Verschiebung des N- und O-Bandes zeigt.

## 6.2 Gesamtemission und Konversionseffizienz

Die mit dem Film erhaltenen Spektren wurden über den Wellenlängenbereich  $15 \text{ \AA}$  bis  $240 \text{ \AA}$  integriert. Die so erhaltene Gesamtemission ist in Abb. 40 für die verschiedenen Targets gezeigt.

Zum Vergleich sind in Abb. 40 auch Werte eingetragen, die unabhängig von der Filmmessung mit dem Bolometerspektrometer erhalten wurden. Das Bolometer ist so eingestellt, daß ein Kanal die spektral unzerlegte Strahlung der 0. Beugungsordnung mißt. Dieser Kanal mißt dann direkt die im Wellenlängenbereich  $3 \text{ \AA}$  bis  $240 \text{ \AA}$  integrierte Strahlung. Da die 0. Ordnung ein ausreichend großes Bolometersignal zeigt, war es nicht erforderlich die Geometrie des Bolometerspektrometers während der Meßreihe (im Gegensatz zum Filmspektrometer) zu ändern.

Abb. 40 zeigt eine gute Übereinstimmung dieser mit zwei unabhängigen Methoden erhaltenen Ergebnisse. Diese Übereinstimmung beweist auch, daß die Emission bei Wellenlängen unterhalb  $15 \text{ \AA}$  (außer bei Kupfer) vernachlässigt werden kann. Die Gesamtemission nimmt mit wachsendem  $Z$  stark zu und erreicht für die schweren Elemente Werte, die 10 bis 20 mal über denen der leichteren Elemente (Be und C) liegen. Die verbleibenden Abweichungen zwischen dem Film- und den Bolometerergebnissen können dadurch verursacht sein, daß die Gittereffizienz in die 0. Ordnung infolge der endlichen Dicke der Gitterstege nicht ganz unabhängig von der Wellenlänge ist und eine Struktur im Bereich  $\lambda \cong 100 \text{ \AA}$  und  $\lambda \leq 10 \text{ \AA}$  zeigt.\*

---

\* Transmissionsgitter mit dickeren Stegen wären für diese Messung günstiger. Der Grund, weshalb überhaupt ein Transmissionsgitter anstelle eines offenen Spaltes vor dem Bolometer benutzt wurde, liegt darin, daß das Gitter gegenüber geladenen Plasmateilchen und teilweise auch gegenüber sichtbarem Licht abschirmend wirken sollte.

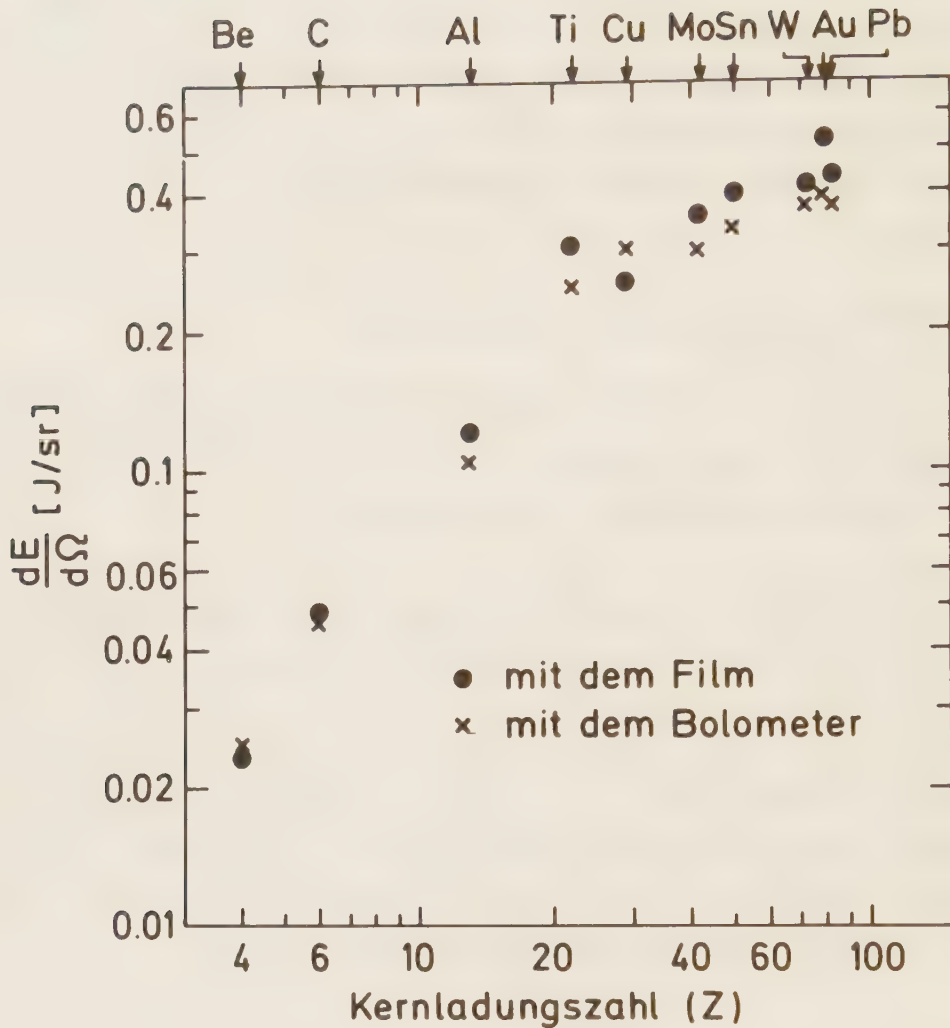


Abb. 40: Abhängigkeit der Gesamtemission ( $dE/d\Omega$ ) von der Kernladungszahl  $Z$ . Bei den Filmdaten wurde über den Bereich 15 Å bis 240 Å integriert. Das Bolometer mißt die Strahlung von 3 Å bis 240 Å.

Um die Konversionseffizienz von Laserlicht in Röntgenstrahlung zu ermitteln, muß die Winkelverteilung der Röntgenstrahlung der Plasmen bekannt sein. Deswegen wird die Messung der Winkelverteilung für einige Elemente (C, Mo und Au) durchgeführt. Dabei wird das Target von der normalen Position, senkrecht zur Laserstrahlachse, bis zu 15° geschwenkt. Die Messung erfolgt mit den drei Spektrometern 1, 2 und 3 in Abb. 17.

In Abb. 41 ist die gesamte Röntgenemission pro Raumwinkel [J/sr] gegen den Kosinus des Beobachtungswinkels  $\theta$  aufgetragen. ( $\theta$  ist der Winkel zwischen der Targetnormalen und der Beobachtungsrichtung.) Diese Ergebnisse zeigen, daß die Winkelabhängigkeit der Röntgenemission wesentlich kleiner ist, als es dem Lambert'sche Kosinusgesetz (Emission proportional zu  $\cos \theta$ ) entsprechen würde.

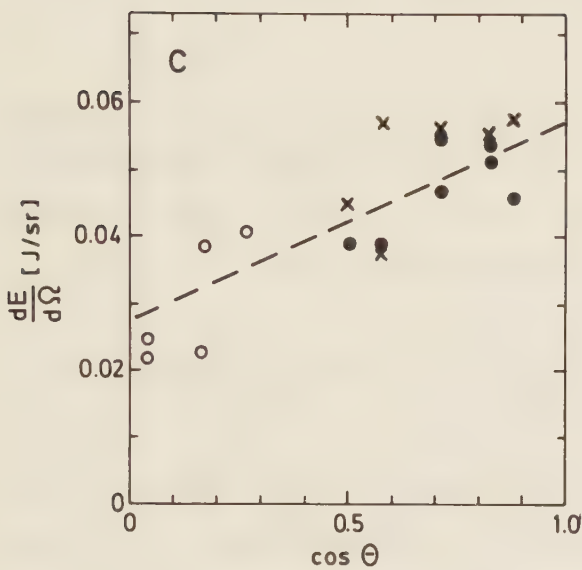
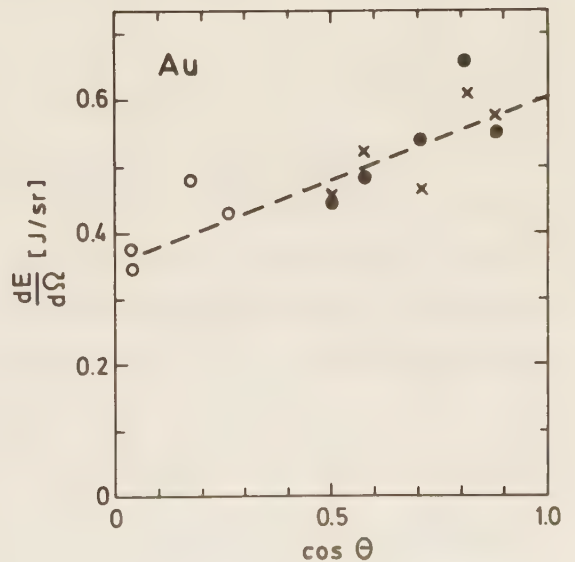
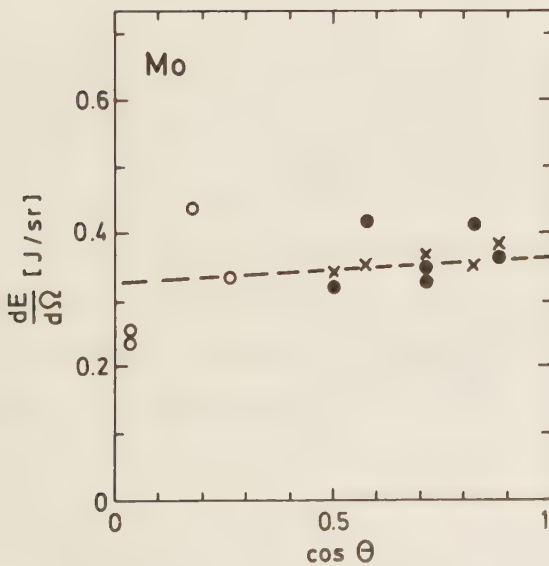


Abb. 41:

Winkelverteilung der pro Raumwinkel emittierten Röntgenenergie ( $dE/d\Omega$ ) für Kohlenstoff, Molybdän und Gold, gemessen mit  
 X : Bolometer (Spektrometer 1)  
 ● : Kodak 101-01 Film (Spektrometer 2)  
 ○ : Kodak 101-01 Film (Spektrometer 3)



Diese Abweichungen rühren daher, daß das abstrahlende Plasma nicht die Form einer flachen Scheibe vor dem Target hat, sondern - wie Lochkameraaufnahmen zeigen - näherungsweise zylinderförmig ist mit gleicher Ausdehnung in axialer und radialer Richtung von etwa 150  $\mu\text{m}$  bis 250  $\mu\text{m}$ . Der Unterschied zwischen den verschiedenen Elementen hängt ferner mit den unterschiedlichen optischen Dicken der betreffenden Plasmen zusammen.

Nachdem die Winkelverteilung bekannt ist, können wir jetzt die Röntgenenergie bestimmen, die in den gesamten Halbraum  $2\pi$  emittiert wird.

Abb. 42 enthält die so bestimmte, insgesamt abgestrahlte Röntgenenergie für die verschiedenen Targets. Die Konversionseffizienz (Röntgenenergie/einfallende Laserenergie) beträgt einige Prozent bei leichten Elementen und erreicht etwa 40 % bei schweren Elementen.

Abb. 42 zeigt zum Vergleich die Ergebnisse von anderen Autoren /5,6/. Ihre Messungen wurden auch an ebenen Targets, jedoch unter etwas anderen Bedingungen durchgeführt. Anders als bei unserer Messung wurde in /5/ und /6/ die Strahlung mit photoelektrischen Detektoren in Kombination mit Filtern aus verschiedenem Material und von verschiedener Dicke gemessen. Der damit erfaßte spektrale Bereich lag in /5/ zwischen 7 Å und 125 Å und in /6/ zwischen 8 Å und 125 Å.

Übereinstimmend ist bei allen drei Ergebnissen, ein Anstieg der Konversion mit der Kernladungszahl  $Z$  zu beobachten. Im Detail gibt es jedoch erhebliche Unterschiede. Die Abweichungen der absoluten Werte zwischen unseren und denen in /5/ könnte auf die unterschiedliche Laserstrahlleistung (Faktor 10) und die damit verbundene unterschiedliche Laserabsorption zurückzuführen sein. Der in /6/ beobachtete Verlauf der Konversionskurve mit  $Z$ , der Minima und Maxima aufweist, wurde von uns trotz sorgfältiger Überprüfung aller Fehlermöglichkeiten nicht beobachtet. Der genaue Grund dieses Unterschiedes ist nicht klar. Wir vermuten, daß der wellige Verlauf der Konversionskurve in /6/ mit der Verwendung von Filtern bei der Messung zusammenhängt, die im Vergleich zu unserem Verfahren erhebliche Unsicherheiten beinhalten.

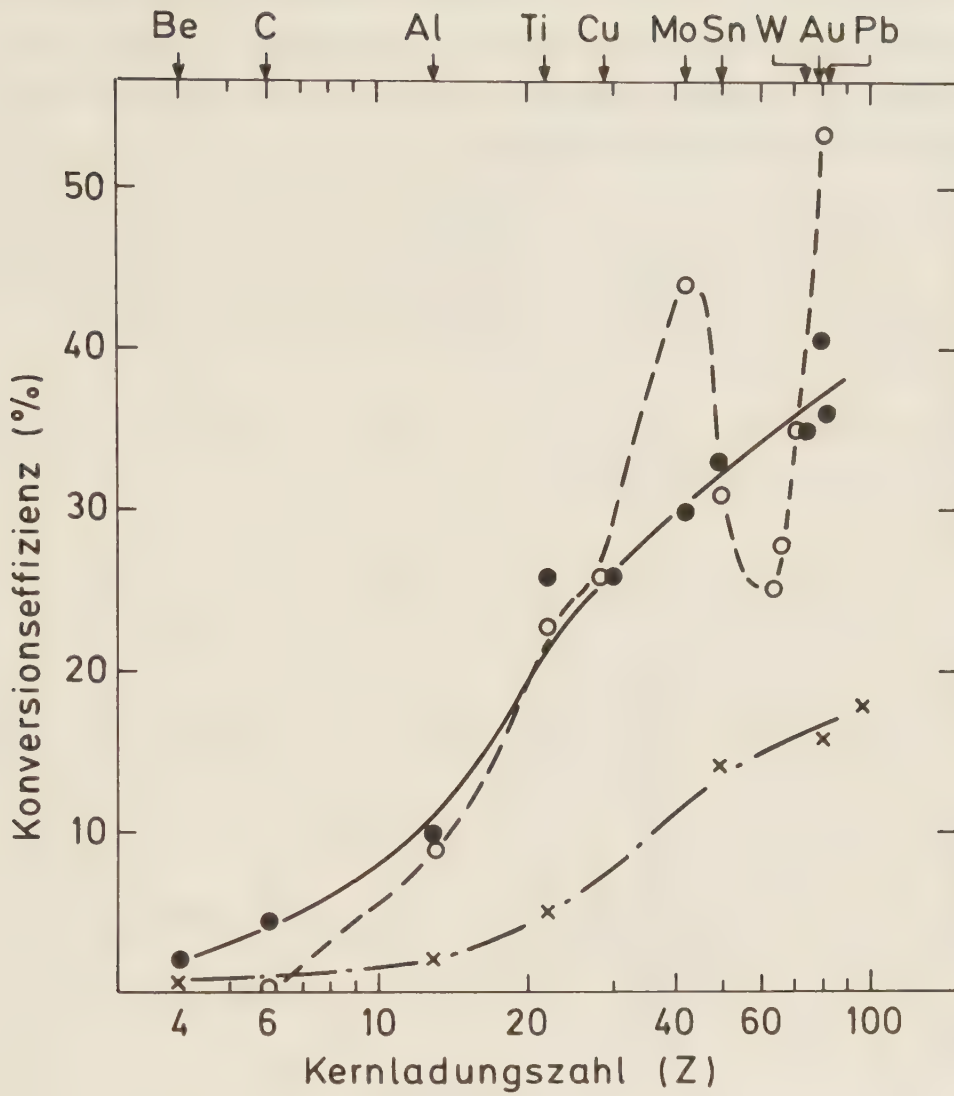


Abb. 42: Vergleich der Ergebnisse der von uns gemessenen Konversionseffizienz mit den Messungen anderer Autoren

- : unsere Messung,  $\Phi_L = 3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau = 3 \text{ ns}$ ,  $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$
- x— : Messung von Coleman et al./5/,  $\Phi_L = 5 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau = 1 \text{ ns}$ ,  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$
- o--- : Messung von Mochizuki et al./6/,  $\Phi_L = 1 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ ,  $\tau = 1 \text{ ns}$ ,  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$

Neben der Abhängigkeit vom Targetmaterial wurde zusätzlich von uns die Abhängigkeit von der Laserintensität untersucht. Dabei wurde die Laserenergie  $E_L$  konstant gehalten, jedoch der Fleckdurchmesser des Laserstrahles auf dem Target geändert.

Abb. 43 zeigt als Ergebnis die Densitometerkurven der aufgenommenen Spektren. Die Laserintensität liegt zwischen  $3 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$  (1000  $\mu\text{m}$  Fleckdurchmesser) und  $\text{ca. } 2.0 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  (Target im Fokus).

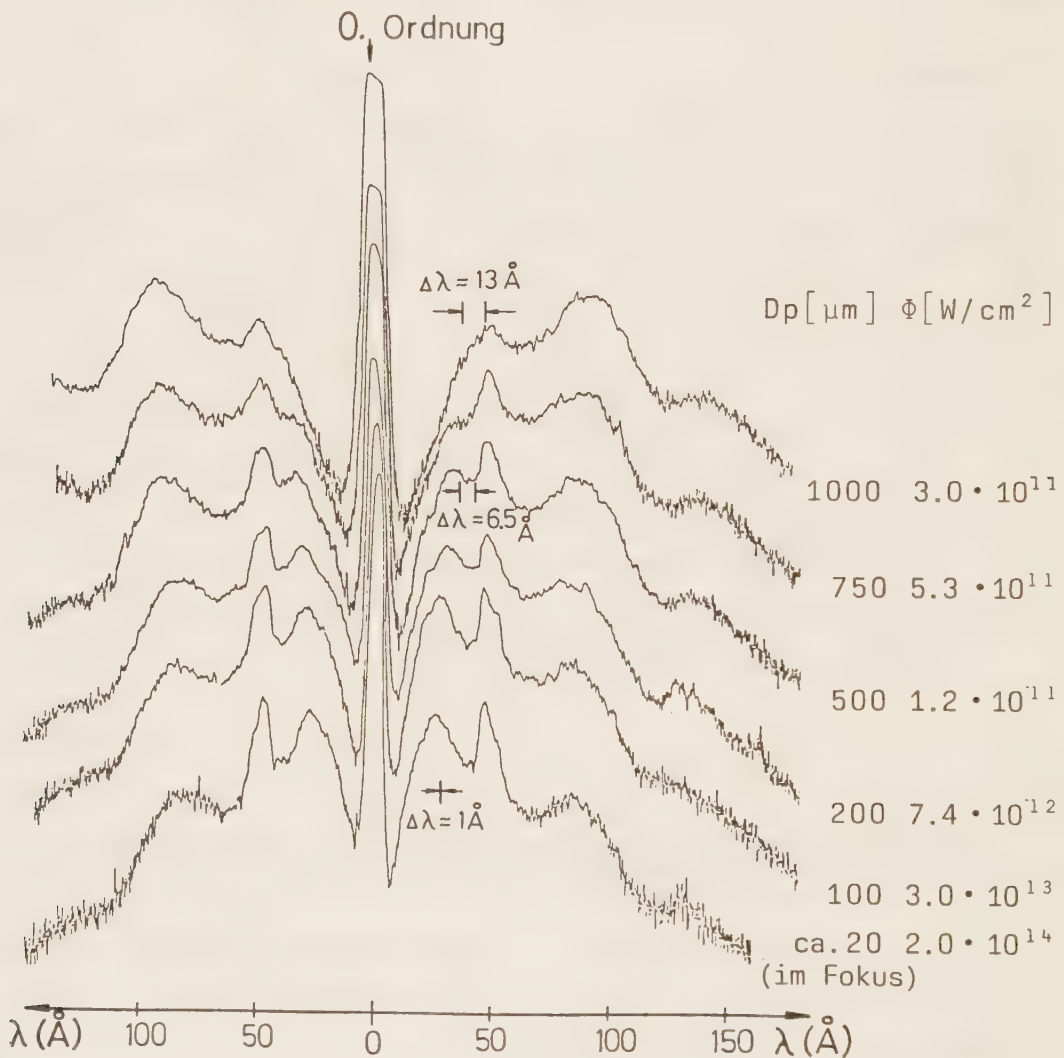


Abb. 43: Änderung der Spektren (Densitometerkurven) eines Goldplasmas für verschiedene Laserintensitäten auf dem Target (Variation des Brennfleckdurchmessers  $D_p$  bei konstanter Laserenergie)

Obwohl sich die spektrale Auflösung mit zunehmendem Laserfleckdurchmesser wegen der gleichzeitig zunehmenden Quellgröße  $D_p$  verschlechtert ( $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$  bei  $20 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\Delta\lambda = 13 \text{ \AA}$  bei  $1000 \text{ }\mu\text{m}$  Fleckdurchmesser), kann man deutlich erkennen, daß mit abnehmender Laserintensität die Röntgenabstrahlung zu längeren Wellenlängen hin verschoben wird. Z.B. verschwindet das bei hoher Intensität bei  $\lambda \cong 25 \text{ \AA}$  beobachtete Maximum (N-Bandemission) bei niedriger Intensität. (Die gleiche Tendenz zeigten auch entsprechende mit dem Bolometer durchgeführte Messungen, s. Abschn. 4.3.2). Das ist eine Folge der Tatsache, daß das Plasma bei niedrigerer Laserintensität kälter ist, und daß die Ionisierung des Goldatoms nicht hoch genug ist, um die N-Bandemission hervorzurufen.

In der Abb. 44 wird die gesamte Röntgenemission pro Raumwinkel ( $dE/d\Omega$ ) in Abhängigkeit von der Targetposition  $d_F$  aufgetragen, wobei wegen der f/1-Linse die Targetposition gleich dem Brennfleckdurchmesser ist (außer bei der Targetposition nahe dem Fokus). Obwohl die Änderung der Laserintensität mehr als ein Faktor 500 beträgt, ist die

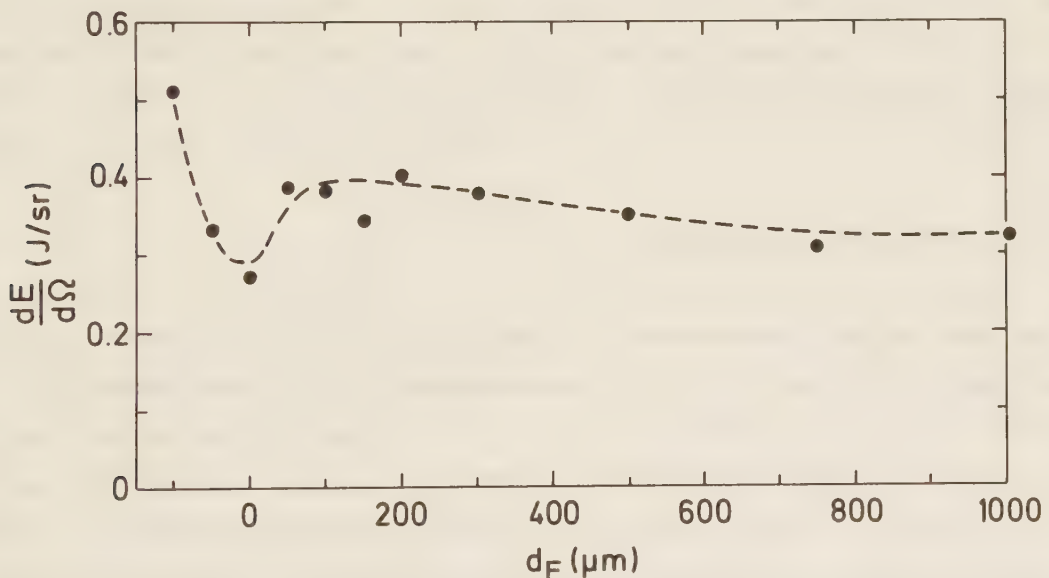


Abb. 44: Änderung der gesamten Röntgenemission ( $dE/d\Omega$ ) in Abhängigkeit vom Brennfleckdurchmesser

Änderung der gesamten Röntgenemission sehr gering, allerdings ist ein kleines Minimum der Röntgenemission bei der Targetposition im Fokus festzustellen. Das könnte auf eine verstärkte Reflexion des Laserlichtes in der Fokusposition zurückzuführen sein, was nicht weiter untersucht wurde. Wenn das Target hinter dem Fokus steht, wird eine erhöhte Röntgenemission beobachtet. Dies kann damit zusammenhängen, daß sich in dem Fall der Laserfokus vor dem Target in dem erzeugten Plasma befindet.

### 6.3 Plasmaspektroskopie

Die gemessenen Spektren erlauben die Bestimmung der Elektronendichte und Elektronentemperatur. Stellt man an diese plasmaspektroskopischen Ergebnisse hohe Genauigkeitsansprüche, sind sehr detaillierte Modelle über die im Plasma ablaufenden Strahlungsprozesse erforderlich, siehe z.B. /80/. Um die plasmadiagnostischen Möglichkeiten zu zeigen, schätzen wir im folgenden unter Heranziehung einfacher und durchsichtiger Modelle die Elektronentemperatur auf verschiedene Weise ab. Die Temperatur wird 1.) aus dem Ionisationsgleichgewicht, 2.) aus dem Verlauf des Kontinuums und 3.) aus dem Verhältnis verschiedener Linien ermittelt.

#### (1) Ionisationstemperatur

Aus der in den gemessenen Spektren (s. Abb. 38) beobachteten Linienemission läßt sich die Ionisierungsstufe des emittierenden Atoms bestimmen. Z.B. setzt die Emission der wasserstoffähnlichen Übergänge  $1s - 2p$  bzw.  $1s - 3p$  im Fall von Be die Existenz von  $\text{Be}^{3+}$  voraus. Für die leichteren Elemente Be bis Cu sind die so ermittelten Ionisationsstufen und die zugehörigen Ionisationsenergien  $X_i^\infty$  zusammengestellt, s. Tab. 9. Dazu wurden die Tabellen von C.E. Moore /81/ und von R.L. Kelly und L.J. Palumbo /82/ benutzt. Wir haben die Tab. 9 für schwere Elemente nicht fortgesetzt, da hierfür Angaben über Ionisationsenergien und Linienübergänge in der Literatur nur sehr lückenhaft sind.

Zur Anregung der in Tab. 9 gefundenen Ionisationsstufen ist eine bestimmte Elektronentemperatur  $kT_e$  im Plasma erforderlich, die sich mit Hilfe eines geeigneten Modells für das Ionisationsgleichgewicht abschätzen läßt. Obwohl genaue Modelle in lasererzeugten Plasmen wegen der starken räumlichen Inhomogenität und zeitlichen Nichtstationarität kompliziert sind, lassen sich idealisierte Grenzfälle heranziehen, nämlich das stationäre LTE-Modell (Sahagleichung) für hohe Elektronendichten und das stationäre Korona-Modell /83/ für niedrige Elektronendichten. Eine genauere Diskussion findet sich in /15/, s. auch Plasmaspektroskopielehrbücher /84-86/. Die Grenzdichte, die die beiden Gebiete voneinander trennt, ist /7/

$$n^* \approx 10^{14} (T_e/\text{eV})^{1/2} (X_i/\text{eV})^3 \text{ cm}^{-3} \quad (61)$$

d.h. wenn die Dichte diesen Wert überschreitet, liegt näherungsweise LTE-Gleichgewicht vor und im umgekehrten Fall Koronagleichgewicht. Abb. 45 zeigt den Zusammenhang zwischen der Ionisationsenergie  $X_i$  der am häufigsten vertretenen Ionensorte und der Elektronentemperatur  $kT_e$ .<sup>\*</sup> Für die in Tab. 9 angegebene Ionisationsenergien wurden aus Abb. 45 Temperaturwerte ermittelt, die ebenfalls in Tab. 9 aufgeführt sind. Im LTE-Fall (Sahagleichung) hängt die Ionisationsstufe (schwach) von der Elektronendichte ab. Die in Tab. 10 angegebenen Werte gelten für einen Elektronendichtebereich  $10^{21}$ - $10^{23} \text{ cm}^{-3}$ .

Die in Tab. 9 für die verschiedenen Elemente angegebenen Temperaturen sind unterschiedlich entsprechend den verschiedenen Ionisationsenergien, wobei  $kT_e$  mit zunehmendem  $X_i$  wächst. Andererseits erwartet man auf Grund der Hydrodynamik des Laserplasmas, daß die Temperatur bei der kritischen Dichte ( $n_e = 4 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ), bei der die Aufheizung durch Laserlicht hauptsächlich erfolgt, keine starke Materialabhängigkeit aufweist /88/. Für unsere Bestrahlungsbedingungen ( $\phi_L = 3 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ ,  $\lambda = 0.53 \mu\text{m}$ ) erwartet man Temperaturen  $kT_e$  im Bereich 500 eV - 1000 eV, siehe z.B. /4/. Wir interpretieren die unterschiedlichen

---

\* Der in Abb. 45 gezeigte Verlauf enthält verschiedene Näherungen /87/, die sich aber auf das Ergebnis für die Temperatur nicht stark auswirken. Z.B. gilt Abb. 45 nur für wasserstoffähnliche Ionen. Ferner ist das Verhältnis der Zustandssummen in der Sahagleichung gleich 1 gesetzt.

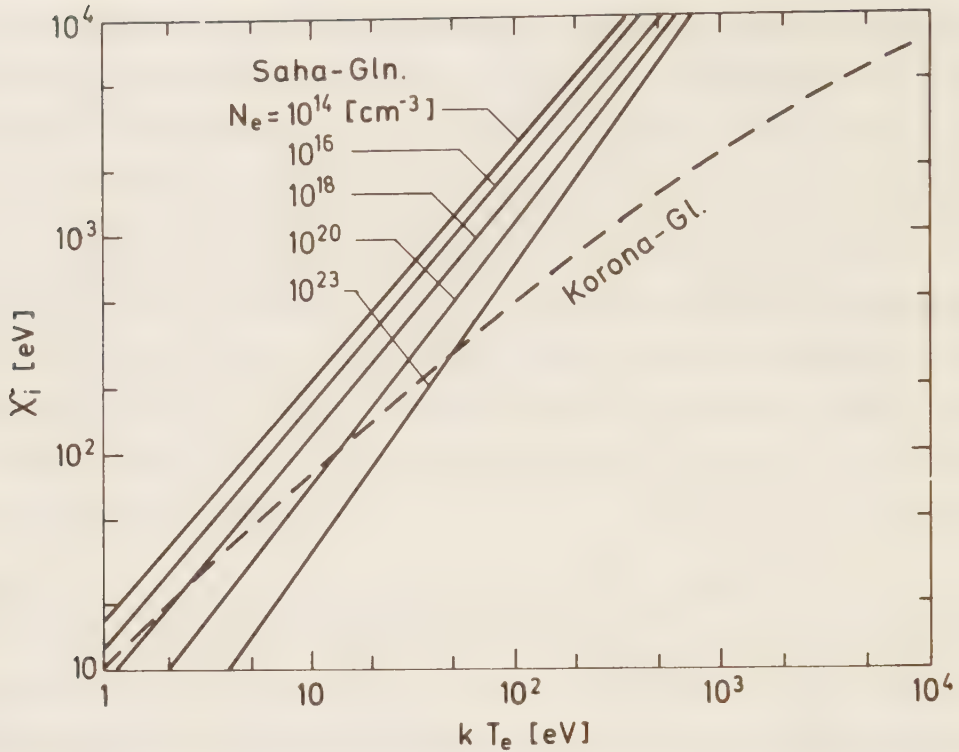


Abb. 45: Ionisationsenergie  $X_i$  der am häufigsten vertretenen Ionensorte in Abhängigkeit von der Elektronentemperatur  $kT_e$  für stationäres Saha- und Koronagleichgewicht aus /87/

Temperaturwerte  $kT_e$  in Tab. 9 so, daß die Strahlung von Ionen mit niedrigem  $X_i$  (z.B. Be) aus einem kalten und dichten Bereich nahe der Festkörperoberfläche stammt, umgekehrt die von Ionen mit höheren  $X_i$  (z.B. Cu) aus einem heißen und dünnen Bereich, der weiter außen nahe der kritischen Dichte liegt.

Es ist zu erwarten, daß die tatsächliche Ionisationstemperatur zwischen den beiden Grenzwerten (berechnet nach dem LTE- bzw. dem Korona-Modell) liegt. Die Grenzdichten  $n^*$  für Be und Cu sind von Gl. (61):

$$n^*(\text{Be}) \cong 5 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$$

$$n^*(\text{Cu}) \cong 2 \times 10^{25} \text{ cm}^{-3}$$

Da die Strahlung vom Be-Plasma offenbar in einem kalten und dichten Bereich mit  $n_e \gg n^*$  erfolgt, sind in diesem Fall näherungsweise LTE-Bedingungen zu erwarten. Dagegen ist für die L-Bandemission des Cu-Plasmas wegen des hohen Wertes  $n^*$  zu erwarten, daß näherungsweise Koronabedingungen herrschen. Die hier aus dem Korona-Modell resultierende Temperatur entspricht der, die man im Bereich der kritischen Dichte erwartet.

Tab. 9: Temperaturabschätzung anhand der Ionisationsstufe

| Element | Z  | Beobachtete Linien<br>bzw. Bandemission | Ionisationsstufe | Ionisationsenergie<br>$X_i$ (eV) | Elektronentemperatur $kT_e$ (eV) |            |
|---------|----|-----------------------------------------|------------------|----------------------------------|----------------------------------|------------|
|         |    |                                         |                  |                                  | LTE                              | Korona     |
| Be      | 4  | K(124 eV - 200 eV)                      | 2+, 3+           | 154, 218                         | 30 - 40                          | 20 - 40    |
| C       | 6  | K(310 eV - 435 eV)                      | 4+, 5+           | 392, 490                         | 50 - 60                          | 75 - 100   |
| Al      | 13 | L(100 eV - 300 eV)                      | 3+, ..., 10+     | 120, ..., 442                    | 20 - 55                          | 18 - 90    |
| Ti      | 22 | L(500 eV - 800 eV)                      | 12+, ..., 16+    | 787, ..., 1131                   | 90 - 130                         | 180 - 400  |
| Cu      | 29 | L(1 keV - 1.5 keV)                      | 19+, ..., 23+    | 1698, ..., 2173                  | 170 - 210                        | 700 - 1000 |

## (2) Temperaturbestimmung durch Rekombinationskontinuum im Be-Spektrum

Man kann die Temperatur des Plasmas auch durch den Intensitätsverlauf des Kontinuums infolge Bremsstrahlung und Rekombinationsstrahlung schätzen. Für hohe Photonenenergien ist das Plasma optisch dünn und die Intensität des Kontinuums fällt exponentiell ab /84/:

$$I(\nu) \sim \exp \left\{ - \frac{h\nu}{kT_e} \right\} \quad (62)$$

In Abb. 46 ist der relative Verlauf des Kontinuums im Bereich  $h\nu \geq 200$  eV für Be gegen die Photonenenergie aufgetragen. Durch Vergleich mit den exponentiellen Kurven  $\exp(-h\nu/kT_e)$  bei verschiedenen Temperaturen findet man Übereinstimmung bei einer Temperatur  $kT_e \cong 100 \pm 20$  eV im Bereich  $0.2 \text{ keV} \leq h\nu \leq 0.45 \text{ keV}$ .

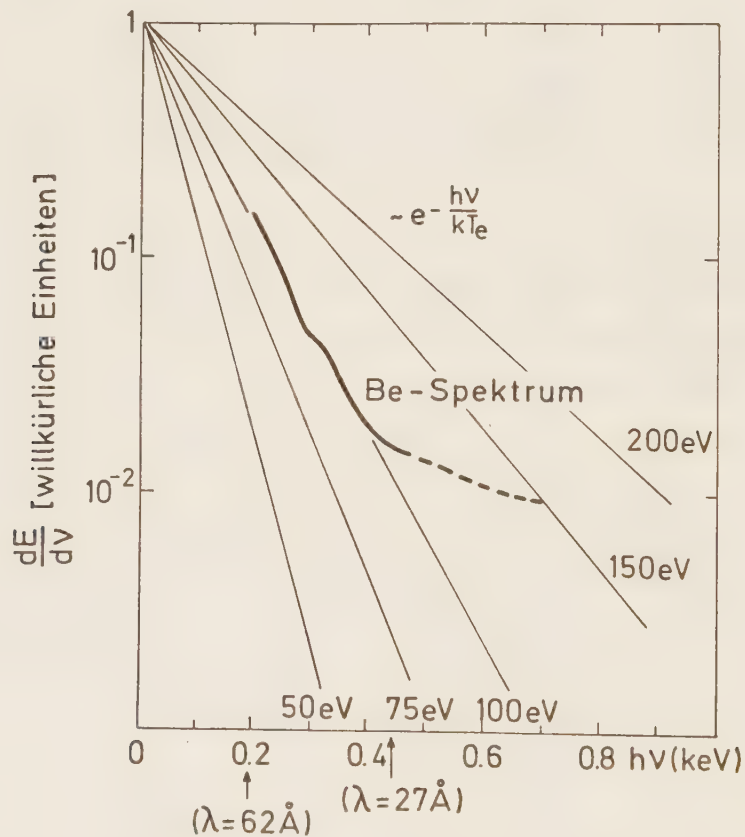


Abb. 46: Temperaturbestimmung aus dem gemessenen Be-Kontinuum (dick gezeichnete Kurve)

Für Photonenenergien  $h\nu \geq 0.4$  keV wird der Verlauf des gemessenen Kontinuums flacher (gestrichelte Kurve in Abb. 46). Dies kann durch Strahlungsbeiträge von heißeren, weiter außen liegenden Plasmaschichten verursacht sein. Allerdings wird in diesem Bereich auch die Meßgenauigkeit schlecht, da hier Störungen durch die 0. Ordnung und den Streuuntergrund vorliegen.

### (3) Temperaturbestimmung durch Linienverhältnisse im Be-Spektrum

Eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Temperatur des Plasmas besteht im Vergleich der Intensitäten verschiedener Linien ermittelt werden. Hier zeigen wir ein Beispiel dieser Methode anhand der beobachteten Be-Linien. Nach H.R. Griem /84/ ist für das Plasma, das sich im lokalen thermischen Gleichgewicht (LTE) befindet, die Beziehung zwischen der Temperatur und dem Intensitätsverhältnis zweier Linien des gleichen Ions:

$$kT_e = \frac{E' - E}{\ln(I\lambda^3 g' f' / I'\lambda'^3 g f)} \quad (63)$$

wobei  $E, E'$  die Anregungsenergie des oberen Niveaus der jeweiligen Linien ist und  $I, I'$  die totale Intensität (integriert über das Linienprofil),  $\lambda, \lambda'$  die Wellenlänge,  $g, g'$  das statistische Gewicht des unteren Niveaus des jeweiligen Übergangs und  $f, f'$  die Oszillatorenstärke der Linien sind.

Aus dem gemessenen Be-Spektrum erhält man für das Verhältnis der Intensitäten der Übergänge  $1s - 2p$  und  $1s - 3p$ :

$$\frac{I'}{I} = \frac{I(1s-3p)}{I(1s-2p)} \approx 0,11 \pm 0.03$$

Es ist ferner

$$E = 0.163 \text{ keV und } E' = 0.194 \text{ keV,}$$

$$\lambda = 75.93 \text{ \AA und } \lambda' = 64.07 \text{ \AA /82/},$$

$g = g'$  (wegen des gleichen Endzustandes  $1s$ ) und nach der Berechnung für wasserstoffähnliche Ionen von H.A. Bethe /89/

$$f = 0.4162 \quad \text{und } f' = 0.0791.$$

Dann erhält man nach Gl. (63) für ein LTE-Plasma:

$$kT_e = 30 \pm 13 \text{ eV}$$

(Eine entsprechende Auswertung unter der Annahme eines, für Be nicht zutreffenden, Koronagleichgewichtes ergibt 55 eV.)

Die Anwendung der Gl. (63) setzt eine optisch dünne Linienemission voraus. Da jedoch die hier verwendeten Resonanzlinien große Absorptionskoeffizienten besitzen und aus dem dichten (und kalten) Plasma-gebiet stammen, kann diese Voraussetzung verletzt sein.

Im optisch dicken Fall läßt sich die Temperatur durch Vergleich der absoluten Intensität der Linienemission mit der Planck'schen Strahlung  $I_\lambda(T)$  bestimmen. Zur Berechnung der Intensität der Be-Linien benutzen wir als Durchmesser für die emittierende Fläche entsprechend unserer orts aufgelösten Messung 150  $\mu\text{m}$  (s. Abschn. 6.2) und für die Strahlungsdauer die Laserpulsdauer (3 ns). Dann erhält man als Meßwerte für die Intensität  $8 \times 10^{23} \text{ erg/cm}^3 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}$  für den 1s - 2p Übergang und  $5 \times 10^{23} \text{ erg/cm}^3 \cdot \text{s} \cdot \text{sr}$ . Diese Werte entsprechen der Intensität Planck'scher Strahlung bei Temperaturen von 40 eV (1s - 2p) bzw. 35 eV (1s - 3p).

Unsere Auswertung zeigt unabhängig von den speziellen Annahmen auf Grund der Be-Linienemission Temperaturen im Bereich 30 eV - 40 eV. Diese Werte sind konsistent mit den in Tab. 9 angegebenen Ionisationstemperaturen. Die auf Grund des Kontinuums ermittelte höhere Temperatur von 100 eV führen wir darauf zurück, daß das beobachtete Kontinuum überwiegend aus heißeren, weiter außen liegenden Schichten mit vollionisiertem Be ( $\text{Be}^{4+}$ ) abgestrahlt wird.

Die hier durchgeführte Diskussion zeigt Möglichkeiten der Absolutmessung für plasmaspektroskopische Anwendungen. Darüberhinaus ist für die Zukunft zu hoffen, daß die Aussage eines detaillierten Modells im Vergleich mit Meßergebnissen zu einem verbesserten Verständnis über das lasererzeugte Plasma führen wird.

## 7. Schlußbemerkung

In der vorliegenden Arbeit wurde gezeigt, daß eine Kombination aus Transmissionsgitter und Bolometer ein zur Absolutmessung geeignetes Spektrometer für den weichen Röntgenbereich darstellt. Die Untersuchungen konzentrierten sich auf den bisher wenig erschlossenen Spektralbereich von  $10 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 250 \text{ \AA}$ , in dem mit unserer Anordnung die Emission von lasererzeugten Plasmen mit einer Genauigkeit von  $\pm 15 \%$  absolut bestimmt werden kann.

Mit einem Goldplasma als Strahlungsquelle wurde unter Verwendung dieses Spektrometers die spektrale Empfindlichkeit des Kodak 101-01 Röntgenfilms bestimmt. Damit steht dieser Film als weiterer Detektor für Absolutmessungen zur Verfügung, bei denen seine Vorzüge gegenüber dem Bolometer - hohe Empfindlichkeit und spektrale Auflösung - genutzt werden können.

Das Potential der hier entwickelten Verfahren wurde an einigen Experimenten demonstriert, bei denen Targets aus Materialien mit verschiedenen Kernladungszahlen mit Pulsen eines frequenzverdoppelten Nd-Glaslasers bestrahlt wurden. Die absolut gemessenen Spektren der entstehenden Plasmen zeigen, wie erwartet, daß die Emission hauptsächlich im weichen Röntgenbereich ( $10 \text{ \AA} \leq \lambda \leq 150 \text{ \AA}$ ) erfolgt. Sie lassen die Elektronenschalenstruktur der Atome deutlich erkennen und ermöglichen eine genaue Bestimmung des Wirkungsgrades, mit dem die Laserenergie in Röntgenstrahlung umgewandelt wird.

Die Beispiele für die Ermittlung der Plasmatemperaturen aus den vorliegenden Spektren weisen auf die vielfältigen Möglichkeiten zur Diagnostik von Laserplasmen hin. Mit den bereits in Angriff genommenen Erweiterungen der Meßtechnik zur Erzielung von Orts- und Zeitauflösung werden wesentliche Beiträge zu einem Verständnis der im Plasma ablaufenden Strahlungsprozesse und darüberhinaus des gesamten Mechanismus von Laserplasmen erwartet.

## Anhang

### A.1. Effizienz des Transmissionsgitters

#### A.1.1 Theoretische Effizienzen

Die Effizienzen der höheren Beugungsordnungen des Transmissionsgitters wurden von mehreren Autoren untersucht und sind in der Dissertation von P. Predehl übersichtlich dargestellt /16/.

$I_0(\lambda)$  sei die Intensität des auf das Transmissionsgitter einfallenden Lichtes mit der Wellenlänge  $\lambda$  und  $I^m(\lambda)$  die der m. Beugungsordnung. Das Verhältnis  $I^m/I_0$  wird als Effizienz des Transmissionsgitters der Beugungsordnung m definiert. Die Effizienz ist für den einfachsten Fall des rechteckigen Gitterstegprofils nach Schnopper et al. /90/ für  $m \neq 0$ :

$$\frac{I^m(\lambda)}{I_0(\lambda)} = \left[ \frac{\sin(m\pi d/a)}{\pi m} \right]^2 \cdot T(\lambda) \quad (\text{A.1})$$

mit

$$T(\lambda) = 1 + e^{-2k\beta z} - 2e^{-k\beta z} \cdot \cos(k\delta z) \quad (\text{A.2})$$

wobei  $d$  die Gitterlückenbreite ist,  $a$  die Gitterkonstante,  $z$  die Gitterstegdick,  $1-(\delta+i\beta)$  der komplex Brechungsindex des Gittermaterials und  $k = 2\pi/\lambda$ . Der erste Term in Gl. (A.1) beschreibt das Beugungsbild eines Spaltes der Breite  $d$ , der zweite die Interferenz zwischen den elektromagnetischen Wellen, die den Spalt passieren, und den elektromagnetischen Wellen, die durch den Steg abgeschwächt und phasenverschoben passieren.

Für die 0. Beugungsordnung gilt:

$$\frac{I^0(\lambda)}{I_0(\lambda)} = \left(\frac{d}{a}\right)^2 + \left(1 - \frac{d}{a}\right)^2 e^{-2k\beta z} + 2 \left(\frac{d}{a}\right) \cdot \left(1 - \frac{d}{a}\right) e^{-k\beta z} \cdot \cos(k\delta z) \quad (\text{A.3})$$

Z.B. beim idealen Gitter ( $d/a = 0.5$  und  $z = \infty$ ) ist die Effizienz der 1. Ordnung ca. 10 %. Die gesamten Effizienzen der restlichen Ordnungen (außer der 0. Ordnung) betragen ca. 25 % der 1. Ordnung. Daher ist es wichtig, bei der Auswertung des Spektrums die höheren Ordnungen zu berücksichtigen, d.h. das gemessene Spektrum zu entfalten.

Wir definieren die Effizienz der 1. Ordnung

$$f(\lambda) = \frac{I^1(\lambda)}{I_0(\lambda)} \quad (\text{A.4})$$

#### A.1.2 Experimentelle Bestimmung der Transmissionsgitterparameter

Nach der Gl. (A.1) und (A.2) erfordert die Berechnung irgendeiner Beugungsordnung das Verhältnis  $d/a$  (= Gitterlückenbreite/Gitterkonstante) und die Stegdicke  $z$ .

Die Bestimmung dieser Parameter für die verwendeten Gitter wird in den folgenden Abschnitten beschrieben. Dabei ist das im Filmspektrometer benutzte Gitter mit Nr. 5 und das im Bolometerspektrometer benutzte mit Nr. 17 bezeichnet.

##### A.1.2.1 Bestimmung des Steg-Lücke Verhältnisses

###### (1) Direkte Messung mit dem Elektronenmikroskop

Das Verhältnis  $d/a$  läßt sich aus Elektronenrastermikroskopaufnahmen (s. Abb. 14) ermitteln. Man erhält  $d/a = 0.4 \pm 0.04$ . Bei dieser Messung stellten wir folgende Probleme fest:

- (i) Die Genauigkeit der Messung ist nicht ausreichend. Die Ränder der einzelnen Gitterstege sind nicht scharf, weil vermutlich der Querschnitt des Gitterstegs nicht exakt viereckig, sondern gerundet ist.
- (ii) Das vom Mikroskop erfaßte Gesichtsfeld ist klein.
- (iii) Die Gitterstegdicke ist nicht zu messen, ohne das Transmissionsgitter zu zerstören.

###### (2) Durch das Ergebnis der Spektrummessung mit dem Bolometer

Durch den Vergleich, wieviel Energie bei der Bolometermessung in die 0. Ordnung und in die restlichen Ordnungen gefallen ist, erhält man auch einen groben Hinweis auf das Verhältnis  $d/a$ .

$E^0$  sei die Energie in der 0. Ordnung und  $E^G$  die Energie in den restlichen Ordnungen.  $E_i$  sei die auf die Fläche des Transmissionsgitters einfallende Energie:

$$\frac{E^0 + 2 \cdot E^G}{E_i} = \frac{d}{a} \quad (\text{A.5})$$

und

$$\frac{E^0}{E_i} = \left( \frac{d}{a} \right)^2 \quad (\text{A.6})$$

dann wird

$$\frac{d}{a} = \frac{E^0}{E^0 + 2 \cdot E^G} \quad (\text{A.7})$$

Aus der Spektrummessung des Goldplasmas mit dem Bolometer und dem Transmissionsgitter Nr. 17 ergibt sich

$$E^0 = 6.0 \times 10^5 \text{ erg/sr} ,$$

$$E^G = 4.8 \times 10^5 \text{ erg/sr} .$$

Daraus folgt:  $d/a = 0.39$ , wobei  $E^G$  ein Integral des spektralen Bereiches ist, der dem Wellenlängenbereich von 10 Å bis 250 Å für die 1. Ordnung entspricht.

Bei dieser Berechnung wurde die Abhängigkeit der Effizienz von der Gitterstegdicke nicht berücksichtigt, d.h. für die Stegdicke wurde unendlich angenommen. Es handelt sich also bei dieser Berechnung um eine grobe Abschätzung des Verhältnisses  $d/a$ .

### (3) Durch Vergleich der Linienemission in verschiedenen Ordnungen

In der Densitometerkurve des Spektrums des Be-Plasmas mit dem Gitter Nr. 5 sind die 1., 2. und 3. Ordnung der Linienemission (1s - 2p,  $\lambda = 75.9 \text{ Å}$ ) zu sehen (s. Abb. 33). Durch den Vergleich der in den jeweiligen Ordnungen gefallenen Energien ergibt sich aus Gl. (A.1)  $d/a = 0.44$ , s. Tab. A.1.

Tab. A.1: Effizienzenvergleich

|                                                                       | $I^2/I^1$            | $I^3/I^1$            | $I^3/I^2$ |
|-----------------------------------------------------------------------|----------------------|----------------------|-----------|
| Intensitätsverhältnis<br>im Be-Spektrum                               | $3.5 \times 10^{-2}$ | $7.4 \times 10^{-2}$ | 2.1       |
| Berechnetes Intensitäts-<br>verhältnis (Gl.(A.1))<br>für $d/a = 0.44$ | $3.5 \times 10^{-2}$ | $8.2 \times 10^{-2}$ | 2.33      |

Durch das bereits in Abschn. 5.3.3 erwähnte Kupferplasma mit der Aluminiumfolie als Filter kann das Intensitätsverhältnis für die verschiedenen Beugungsordnungen für die Cu-Liniengruppe bei  $\lambda = 11 \text{ \AA}$  bestimmt werden (s. Abb. 34). Durch Änderung der Belichtungsbedingung konnten wir eine auswertbare Schwärzung bis zur 5. Ordnung erhalten. Auf den (hauptsächlich zwischen der 0. und der 1. Ordnung festgestellten) Streuuntergrund kommen wir in A.2.2 zu sprechen.

In Tabelle A.2 sind als Meßergebnisse die Effizienzenverhältnisse der jeweiligen Ordnungen für die beiden Transmissionsgitter aufgeführt:

Tab. A.2: Effizienzenverhältnisse

|        | $I^1/I^0$ | $I^3/I^1$ | $I^5/I^1$ | $I^5/I^3$ |
|--------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| Nr. 5  | 0.17      | 0.14      | 0.045     | 0.31      |
| Nr. 17 | 0.14      | 0.04      | 0.012     | 0.32      |

$I^3/I^1$ ,  $I^5/I^1$  und  $I^5/I^3$  sind nach Gl. (A.1) unabhängig von der Stegdicke (der die Stegdicke enthaltende Ausdruck  $T(\lambda)$  kürzt sich weg) und sind konsistent mit  $d/a = 0.45 \pm 0.04$ .  $I^1/I^0$  dagegen hängt von der Stegdicke  $Z$  ab, s. Gl. (A.2) und (A.3). Man findet für die gemessenen Werte  $I^1/I^0 = 0.17$  bzw.  $0.14$  Stegdicken  $z = 0.1 \text{ \mu m}$  bis  $0.12 \text{ \mu m}$ .

#### A.1.2.2 Bestimmung der Gitterstegdicke durch Vergleich von 1000 $\ell/\text{mm}$ und 2000 $\ell/\text{mm}$ Gitter

Obwohl nach der Angabe des Herstellers, Fa. Dr. Johannes Heidenhain, die Stegdicke beim Transmissionsgitter von 2000  $\ell/\text{mm}$  ca.  $0.2\ \mu\text{m}$  bis  $0.25\ \mu\text{m}$  sein sollte, zeigt das Ergebnis des Effizienzenvergleichs von der 0. und 1. Ordnung mit dem Kupferplasma im vorigen Abschnitt, daß die Gitterstegdicke nur halb so dick ist wie angegeben wurde.

Einen zusätzlichen Hinweis auf die Stegdicke erhält man durch den Vergleich von Spektren, die mit 1000  $\ell/\text{mm}$  und 2000  $\ell/\text{mm}$  Gitter gemessen wurden. In Abb. 47 werden die gerechneten Werte des Interferenzterms  $T(\lambda)$  aus der Gleichung (A.2) für die Stegdicke  $0.11\ \mu\text{m}$  und  $0.4\ \mu\text{m}$  gezeigt. Die Berechnung dieser Kurve beruht auf den Meßdaten der Absorptionskoeffizienten und von den Brechungsindizes von Henke et al. und DESY /20,21/. Wie diese Rechnung zeigt, hat  $T(\lambda)$  eine starke Abhängigkeit von der Stegdicke bei Wellenlängen um  $100\ \text{\AA}$  und im Bereich  $\lambda \leq 10\ \text{\AA}$ .

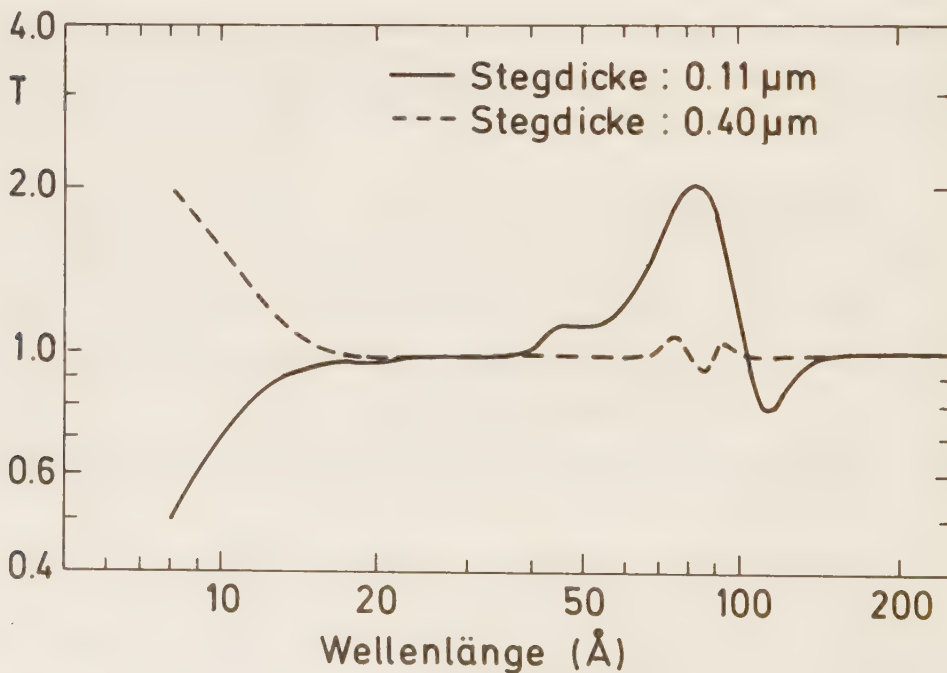


Abb. 47: Gerechneter Interferenzterm  $T(\lambda)$  aus Gl.(A.2) für die Stegdicken  $0.11\ \mu\text{m}$  und  $0.4\ \mu\text{m}$

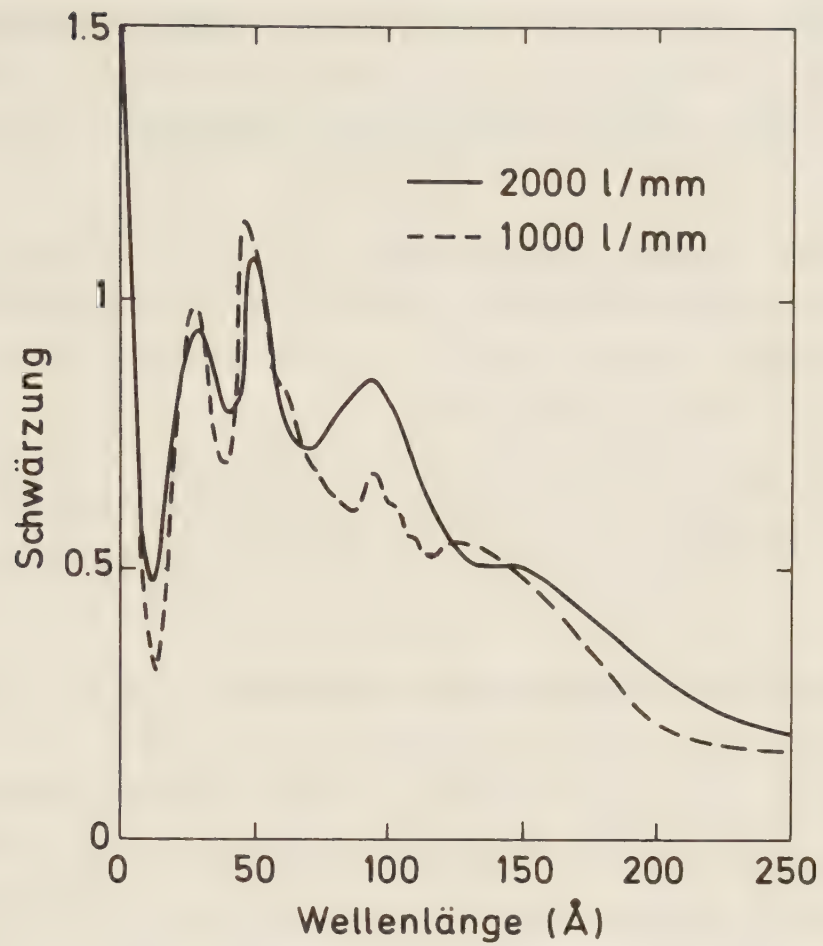


Abb. 48: Densitometerkurven des vom Transmissionsgitter mit 2000 l/mm und mit 1000 l/mm spektral zerlegten Goldplasmas

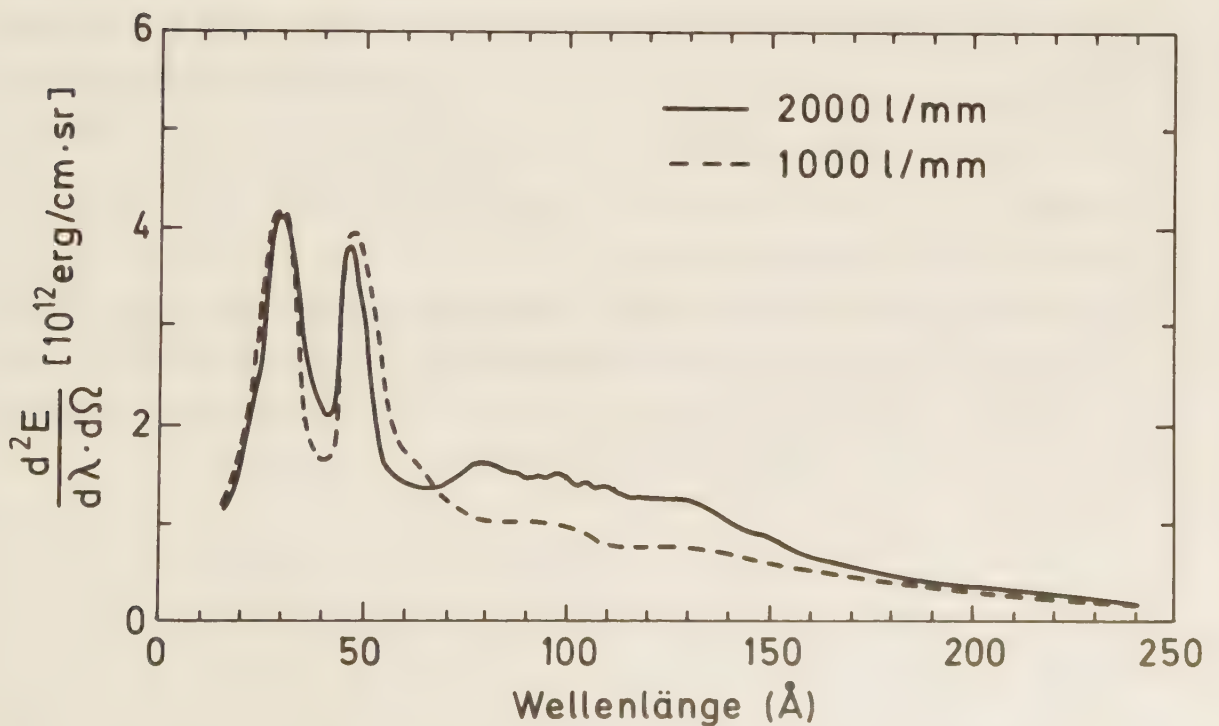


Abb. 49: Ausgewertete Densitometerkurven, Abb. 48, mit den Gitterstegdicken 0.11  $\mu\text{m}$  (für das Gitter 2000 l/mm) bzw. 0.4  $\mu\text{m}$  (für das Gitter 1000 l/mm).

Wir haben deshalb mit verschiedenen Transmissionsgittern gemessene Spektren untersucht. Abb. 48 zeigt ein Beispiel für zwei Spektren des Goldplasmas, die mit dem Transmissionsgitter Nr. 5, 2000  $\ell/\text{mm}$ , und mit einem 1000  $\ell/\text{mm}$  Gitter gemessen wurden.

Wir haben versucht, die entfalteten Spektren durch Änderung der Stegdicken in Übereinstimmung zu bringen. Die beste Übereinstimmung findet man bei der Stegdicke von 0.11  $\mu\text{m}$  für das 2000  $\ell/\text{mm}$  Gitter und von 0.4  $\mu\text{m}$  für das 1000  $\ell/\text{mm}$  Gitter.

Die Abb. 49 zeigt die mit diesen Gitterstegdicken ausgewerteten Spektren auf Grund der Densitometerkurven Abb. 48.

#### A.1.2.3 Zusammenfassung der Ergebnisse

Wenn man die Meßgenauigkeit berücksichtigt, können wir keinen relevanten Unterschied zwischen den beiden Transmissionsgittern Nr. 5 und Nr. 17 feststellen. Deswegen sehen wir keinen Grund, die beiden getrennt zu behandeln und nehmen als Verhältnis von  $d/a$  für die beiden 0.44 und für die Stegdicke  $0.11 \pm 0.01 \mu\text{m}$ .

An dieser Stelle wollen wir betonen, daß die Korrektur, die wegen der höheren Ordnungen vorgenommen wird, klein ist. Der Anteil der höheren Ordnungen kann im Vergleich zur 1. Ordnung zwar im längeren Wellenlängenbereich über 200  $\text{\AA}$  mehr als 30 % erreichen, macht aber insgesamt nur 10 % für die gesamte Strahlung aus. Deswegen braucht man den Wert  $d/a$  nicht so kritisch zu betrachten. Dagegen könnte die durch die Stegdicke bedingte Effizienzenänderung je nach der Form des Spektrums auf die gesamte Strahlung eine große Bedeutung haben. Die gute Übereinstimmung bei zwei verschiedenen Messungen, mit den Kupferlinien von ca. 11  $\text{\AA}$  und mit dem Goldspektrum von ca. 100  $\text{\AA}$ , überzeugt uns von der Richtigkeit der Angabe über die Stegdicke.

## A.2 Entfaltung des Spektrums

### A.2.1 Entfaltung ohne Berücksichtigung des Streuuntergrundes

Im folgenden wird das Entfaltungsverfahren auf Grund der höheren Ordnungen beschrieben. Es besteht folgender Zusammenhang:

$$F_G(X) = \int_0^{\infty} F(\lambda) \cdot G(X, \lambda) d\lambda \quad (A.8)$$

$F_G(X)$  ist der Verlauf des Detektorsignals in Abhängigkeit von der Detektorposition  $X$ , die mit der Wellenlänge  $\lambda = \{a/(R-r)\} \cdot X$  verknüpft ist,  $F(\lambda)$  das "wahre" Spektrum und  $G(X, \lambda)$  eine Apparatfunktion, die durch das Spektrometer und den Detektor charakterisiert wird.

Wir nehmen zunächst den idealen Fall an, daß die Gitterstege unendlich dick sind, d.h.  $T(\lambda)$  überall eins ist, und daß das Gitter keinen Streuuntergrund verursacht. Dann wird die Entfaltung mit dem Bolometer als Detektor einfach, weil die Empfindlichkeit des Bolometers von der Wellenlänge unabhängig ist.  $G(X, \lambda)$  soll nur die Anteile der jeweiligen höheren Ordnungen beschreiben. Mit Gl. (A.1) wird:

$$G(X, \lambda) = \sum_m A_m \cdot \delta \left( \frac{X}{m} - \lambda \right) \quad (A.9)$$

Dabei ist  $A_m$  das Intensitätsverhältnis der  $m$ . Ordnung zur 1. Ordnung bei der gleichen Wellenlänge. Nach Gl. (A.1) wird:

$$A_m = \frac{1}{m} \cdot \frac{\left( \frac{\sin(m\pi d/a)}{m\pi} \right)^2}{\left( \frac{\sin(\pi d/a)}{\pi} \right)^2} \quad (A.10)$$

$m$  im Nenner berücksichtigt, daß das Spektrum in  $m$ . Ordnung um den Faktor  $m$  breiter als in 1. Ordnung erscheint. Dann wird aus Gl. (A.8)

$$F_G(X) = F(X) + A_2 \cdot F\left(\frac{X}{2}\right) + A_3 \cdot F\left(\frac{X}{3}\right) + \dots \quad (A.11)$$

oder

$$F(\lambda) = F_G(\lambda) - \sum_{m=2}^{\infty} A_m \cdot F\left(\frac{\lambda}{m}\right)$$

Nun kann  $F(\lambda)$  durch Iteration erhalten werden. Für  $A_m$  benutzen wir bei der Iteration entsprechend Anhang A.1 die folgenden Werte:  $A_1 = 1$ ,  $A_2 = 0.035/2$ ,  $A_3 = 0.082/3$ ,  $A_4 = 0.005/4$  und  $A_5 = 0.014/5$ , sonst  $A_m = 0$  für  $m \geq 6$ .

Als nächstes betrachten wir den Fall, bei dem die Empfindlichkeit eines Detektors eine Wellenlängenabhängigkeit aufweist, wie dies beim Film der Fall ist. Für diesen Fall wird  $G(x, \lambda)$  in Gl. (A.7) wie folgt ausgedrückt:

$$G(X, \lambda) = \sum_m A_m \cdot h(\lambda) \cdot \delta\left(\frac{X}{m} - \lambda\right) \quad (\text{A.12})$$

wobei  $h(\lambda)$  die von der Wellenlänge abhängige Empfindlichkeit des Detektors repräsentiert.

Analog zu dieser Überlegung kann man auch die von der Wellenlänge abhängige Gittereffizienz berücksichtigen. Dann wird

$$G(X, \lambda) = \sum_m A_m \cdot T(\lambda) \cdot h(\lambda) \cdot \delta\left(\frac{X}{m} - \lambda\right) \quad (\text{A.13})$$

Mit Gl. (A.8) wird

$$F(\lambda) = \frac{1}{T(\lambda) \cdot h(\lambda)} \left\{ F_G(\lambda) - \sum_{m=2}^{\infty} A_m \cdot T\left(\frac{\lambda}{m}\right) \cdot h\left(\frac{\lambda}{m}\right) \cdot F\left(\frac{\lambda}{m}\right) \right\} \quad (\text{A.14})$$

Sind  $T(\lambda)$  und  $h(\lambda)$  bekannt, kann  $F(\lambda)$  durch das gemessene Spektrum  $F_G(\lambda)$  durch Iteration erhalten werden.

### A.2.2 Entfaltung mit Streuuntergrund

Auf Grund von Gitterfehlstellen (s. Abschn. 4.1.1) können die Gitter Streuuntergrund verursachen. Experimentell wurde dies in den Spektren der Cu-Linien ( $\lambda = 11 \text{ \AA}$ ) in Abb. 34 beobachtet, die zwischen der 0. und der 1. Ordnung eine beträchtliche Schwärzung aufweisen. Numerische Simulation von Gittern mit Fehlstellen legen es nahe, daß dies durch Streuung verursacht wird [91]. Nach diesen Rechnungen ist es nicht unvernünftig anzunehmen, daß der Streuuntergrund zwischen den benachbarten Ordnungen gleichmäßig verteilt ist. Daher wird  $G(X, \lambda)$  wie folgt ausgedrückt:

$$G(X, \lambda) = \sum_m A_m \cdot \delta\left(\frac{X}{m} - \lambda\right) + \sum_m \frac{b_m}{\lambda} \Delta\left(\frac{\lambda}{m}, \frac{\lambda}{m-1}\right) \quad (\text{A.15})$$

( $m \geq 1$ )

wobei

$$\Delta\left(\frac{\lambda}{m}, \frac{\lambda}{m-1}\right) = \begin{cases} 1 & \frac{\lambda}{m} \leq X \leq \frac{\lambda}{m-1} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

und

$$\sum_m m \cdot A_m + \sum_m b_m = \frac{d}{a} \left(1 - \frac{d}{a}\right)$$

$b_m$  gibt den Anteil des Streuuntergrundes zwischen den Ordnungen an.

### A.2.3 Abschätzung des Anteils des Streuuntergrundes

Wir wollen hier den Anteil des Streuuntergrundes im Vergleich mit dem Anteil der 1. Ordnung abschätzen. Wir nehmen dazu an, daß 35 % der 1. Ordnung als Streuuntergrund auftritt, und zwar 32 % gleichmäßig zwischen 0. und 1. Ordnung und 3 % zwischen der 1. und 2. Ordnung (s. Abb. 50). Diese Annahme ist näherungsweise mit der Messung

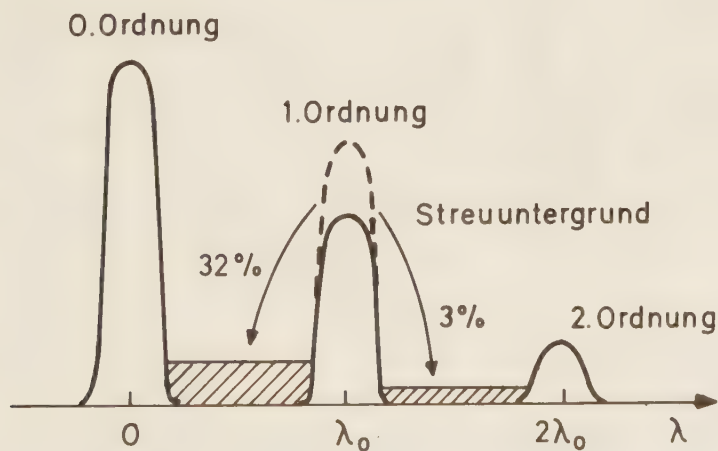


Abb. 50: Spektrale Verteilung des Streuuntergrundes

Abb. 34 konsistent. Für die anderen Parameter werden dieselben Werte wie bei der Entfaltung des Spektrums ohne Streuuntergrund (s. Anhang A.2.1) benutzt, d.h.  $A_1 = 0.65$ ,  $A_2 = 0.035/2$ ,  $A_3 = 0.082/3$ ,  $A_4 = 0.005/4$ ,  $A_5 = 0.014/5$  und  $b_1 = 0.32$ ,  $b_2 = 0.03$ .

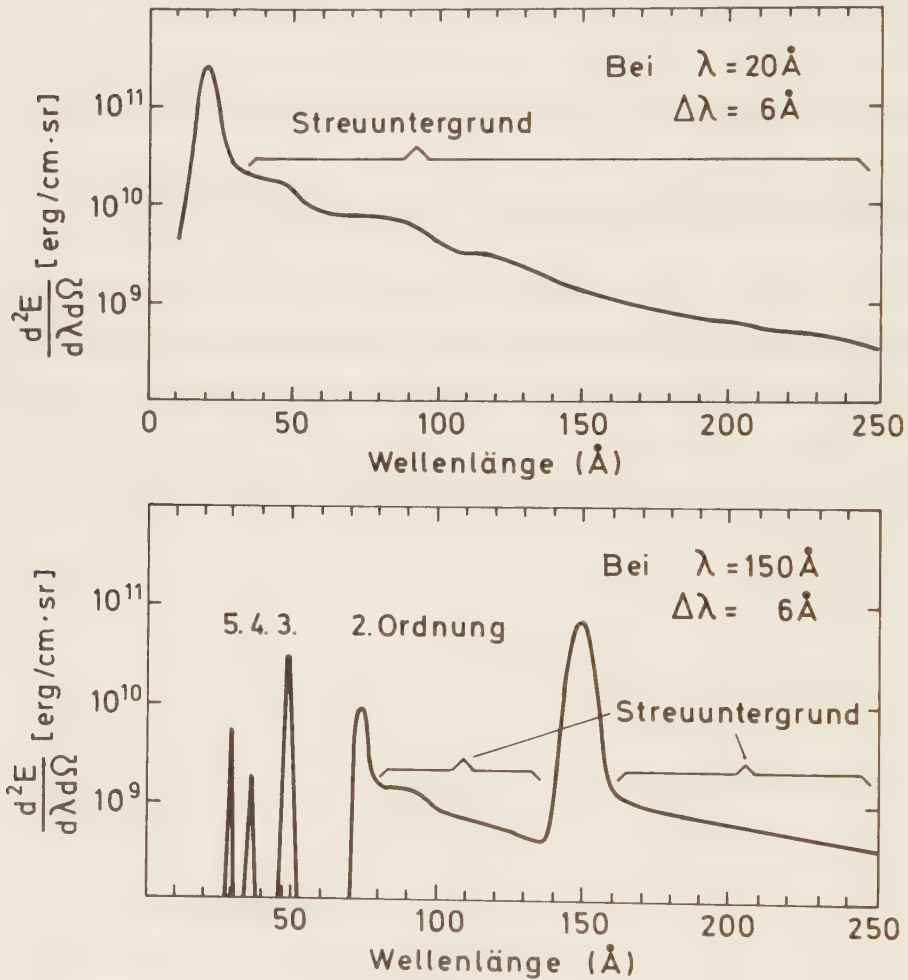


Abb. 51: Charakterisierung des Streuuntergrundes: Spektrale Zusammensetzung des auf einen festen Ort in der Detektorebene fallenden Röntgenlichtes (an zwei verschiedenen Stellen, die den Wellenlängen 20  $\text{\AA}$  und 150  $\text{\AA}$  in erster Ordnung entsprechen)

Aufgrund von Streuung (und der höheren Ordnungen) empfängt der Detektor in der Detektorebene hinter dem Gitter an einem festen Ort  $X$  nicht nur Licht der Wellenlänge  $\lambda = \{a/(R-r)\} \cdot X$ , sondern auch Licht anderer Wellenlängen. Abb. 51 zeigt als Beispiel diese spektrale Zusammensetzung für zwei verschiedene Detektorpositionen, die den Wellenlängen von 20 Å bzw. 150 Å entsprechen. Dabei wurde das Spektrum des Goldplasmas, Abb. 27 zugrundegelegt und ein Auflösungsvermögen des Systems  $\Delta\lambda = 6 \text{ Å}$  angenommen.

Abb. 52 zeigt den Anteil des Streuuntergrundes gegenüber dem der 1. Ordnung. Bei der Wellenlänge 20 Å ist der Anteil ca. die Hälfte der 1. Ordnung und bei kürzerer Wellenlänge nimmt er rasch zu. Dagegen nimmt er mit wachsenden Wellenlängen ab. Er liegt im Bereich  $\lambda \geq 30 \text{ Å}$  zwischen 10 % und 30 %. Der hohe Streuuntergrund im kurzwelligen Bereich verschlechtert hier die Meßgenauigkeit, s. Abschn. 5.3.

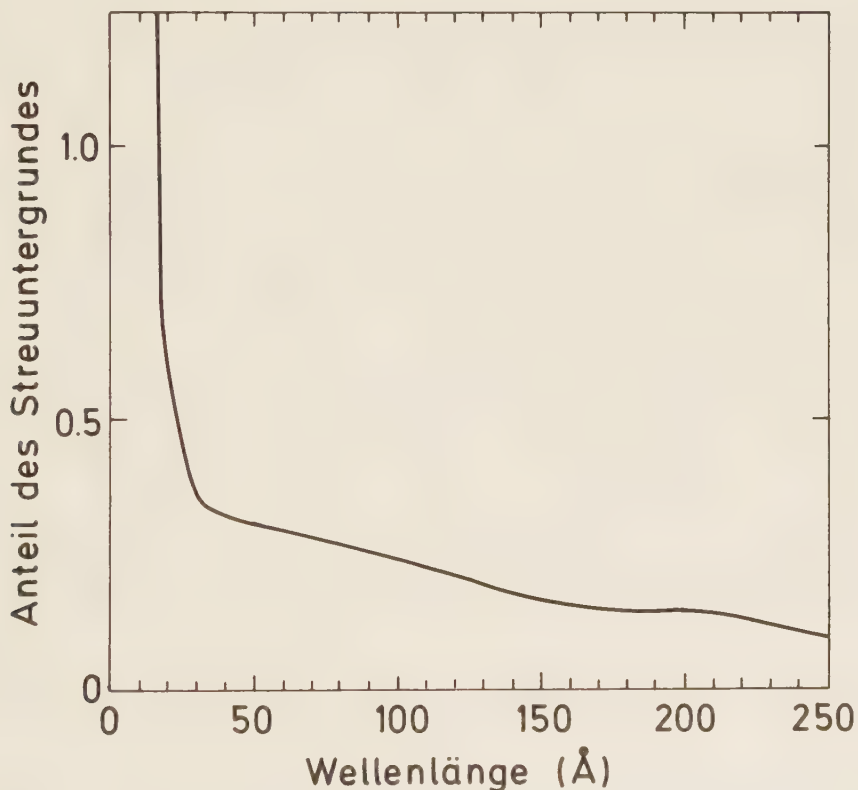


Abb. 52: Anteil des Streuuntergrundes gegenüber der 1. Ordnung in Abhängigkeit von der Wellenlänge

Wenn man das mit und ohne Berücksichtigung des Streuuntergrundes ausgewertete Spektrum eines Goldplasmas vergleicht, stellt man fest, daß die Abweichungen bei Wellenlängen oberhalb 20 Å nur geringfügig sind (5 % - 10 %). Die Abweichung beträgt auch bei der Wellenlänge 15 Å nur ca. 30 %.

Deshalb wurde bei der Entfaltung des Spektrums der Streuuntergrund nicht berücksichtigt.

### Literaturverzeichnis

1. P. Mulser, R. Sigel u. S. Witkowski:  
Phys. Letter (C) 3, 187 (1973)
  2. R.A. Cairns: "Laser-Plasma Interactions 2", Proceeding of the  
24th Scottish Universities Summer School in Physics, St. Andrews (1982)
  3. F.F. Chen: "Introduction to Plasmaphysics"  
Plenum Press, New York (1974)
  4. H. Puell et al.: Z. Naturf. 25a, 1815 (1970)
  5. L.W. Coleman et al.: Livermore Annual Report, Band 2,  
page 6-19ff (1979), University of California Lawrence Livermore  
Laboratory, California, USA
  6. T. Mochizuki et al.: Report ILF 8411P (1984),  
Institut of Laser Engineering, Osaka, Japan
  7. J. Richter: "Radiation of Hot Gases" in "Plasma Diagnostics",  
W. Lochte-Holtgreven (Hrsg.), North-Holland Publishing  
Company, Amsterdam (1968), Ch. 1
  8. P. Nicolosi et al.: Appl. Phys. B26, 117 (1981)
  9. M. Green et al.: Brit. J. Appl. Phys. 1, 425 (1968)
  10. Bessy, Jahresbericht 1983, Berliner Elektronenspeicherring-  
Gesellschaft mbH, Berlin
  11. M.H. Key et al.: Phys. Rev. Lett. 41, 1467 (1978)
  12. M.A. Duguay: "Soft x-Ray Lasers Pumped by Photoionisation" in  
"Laser Induced Fusion and x-Ray Laser Studies", Hrsg. S.F. Jacob  
et al. "Physics of Quantum Electronics Vol. 3", Addison Wesley  
Publishing Company, Inc. Massachusetts (1976)
- M.H. Key: Nature, 316, 314 (1985)

13. M. Kühne: Applied Optics, 21, 2124 (1982)  
  
J. Fischer, M. Kühne und B. Wende: Applied Optics, 23, 4252 (1984)  
  
R. Pakula: Dissertation, Ludwig-Maximilians-Universität, München (1985)
14. T. Mochizuki et al.: Jpn. J. Appl. Phys. 22, L 133 (1983)
15. G. Bekefi (Hrsg.): "Principle of Laser Plasmas",  
John Wiley & Sons, New York (1976) Ch. 13  
  
T. Kishimoto: MPQ Bericht, MPQ 76 (1983), Max-Planck-Institut  
für Quantenoptik, Garching bei München
16. P. Predehl: Dissertation, Friedrich-Alexander-Universität,  
Erlangen-Nürnberg (1980)
17. N.M. Ceglio: "A Streaked, x-Ray Transmission Grating Spectro-  
meter", AIP Conference Proceeding No. 75, Low Energy x-Ray  
Diagnostics - 1981, P. 290, New York (1981)
18. R.D. Bleach u. D.J. Nagel: J. Appl. Phys. 49, 3832 (1978)
19. D.L. Matthews et al.: J. Appl. Phys. 54, 4260 (1983)
20. B.L. Henke et al.: "Atomic Data and Nuclear Data Tables",  
K. Way (Hrsg.), Academic Press, New York (1982)
21. H.-J. Hagemann et al.: DESY-Bericht, DESY ST-74/7, Deutsches  
Elektron-Synchrotron DESY, Hamburg (1974)
22. EQUIP TFR: Nuclear Fusion 18, 647 (1978)
23. H. Hsuan: Nuclear Fusion 15, 657 (1975)
24. E.R. Müller: IPP Bericht, III/56, Jan. 1980, Max-Planck-Institut  
für Plasmaphysik, Garching bei München
25. J. Schivell: Rev. Sci. Instrum. 53, 1527 (1982)

26. E.R. Müller u. F. Mast: J. Appl. Phys. 55, 2635 (1984)
27. S.R. Gunn et al.: Rev. Sci. Instrum. 48, 1375 (1977)
28. D.B. Brown et al.: J. Appl. Phys. 47, 3722 (1976)
29. C.M. Dosier et al.: J. Appl. Phys. 47, 3732 (1976)
30. R.F. Benjamin et al.: Appl. Opt. 16, 393 (1977)
31. E.R. Dietz et al.: "A Sensitometric Calibration of the RAR 2497 Film for the Low Energy x-Ray Region", AIP Conference Proceeding No. 75, Low Energy x-Ray Diagnostic-1981, P. 275, New York (1981)
32. W.B. Burton et al.: Appl. Opt. 12, 1851 (1973)
33. B.L. Henke et al.: J. Opt. Soc. Am. B1, 818 (1984)
34. B.L. Henke et al.: J. Opt. Soc. Am. B1, 828 (1984)
35. M.G. Hobby u. N.J. Peacock: J. Phys. E: Sci. Instrum. 6.854. (1973)
36. R.D. Bleach u. D.J. Nagel: Appl. Opt. 16, 572 (1977)
37. EG & G RETICON: Application Note, No. 101 (1975) California, USA
38. R.H. Day et al.: Los Alamos Bericht, LA-7941-MS, VC-21, Feb. (1981), University of California Los Alamos Scientific Laboratory, New Mexico, USA
39. B.L. Henke et al.: J. Appl. Phys. 52, 1509, (1981)
40. J.A.R. Samson: "Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy", John Willey & Sons, Inc. New York (1967), Ch. 7.

P. Bogen: "x-Ray Diagnostic of Plasmas" in "Plasma Diagnostics", Hrsg. W. Lochte-Holtgreven, North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1968), Ch. 7, P. 442.

41. S.V. Bobashev et al.: Rev. Sci. Instrum. 52, 16 (1981)
42. S. Flügge: "Handbuch der Physik" Band XIX, Springer Verlag, Berlin, 1956
43. F. Kohlrausch: "Praktische Physik" 3. Bd., B.G. Teubner, Stuttgart, 1960
44. J.F. Nye: "Physical Property of Crystals", At the clarendon press, Oxford (1972)
45. C.B. Roundry: Appl. Opt. 18, 943 (1979)
46. R.C. Jones: J. Opt. Soc. Am. 37, 879 (1947)
47. R.C. Jones: J. Opt. Soc. Am. 39, 327 (1949)
48. R.C. Jones: J. Opt. Soc. Am. 39, 344 (1949)
49. R.C. Jones: J. Opt. Soc. Am. 50, 883 (1960)
50. R.F. Arams: "Infrared to Millimeter Wavelength Detectors", Artec hous inc. Massachusetts (1973)
51. S.H. Moseley et al.: J. App. Phys. 56, 1257 (1984)
52. J.C. Mother et al.: Appl. Opt. 21, 1125 (1982)
53. J.C. Mother: Appl. Opt. 23, 584 (1984)
54. R. Reif: "Fundamentals of Statistical and Thermal Physics", McGraw-Hill Kogakusha, Tokyo (1965)
55. A.v. der Ziel: "Noise" Prentice-Hall inc., New York (1954)
56. R. Becker: "Theorie der Wärme" Springer-Verlag, Berlin (1961)
57. H. Bittel: "Rauschen" Springer-Verlag, Berlin (1971)

58. W. Budde: "Physical Detectors of Optical Radiation", Academic Press, New York (1983)
59. C. Kittel: "Introduction to Solid State Physics", John Willey & Sons, Inc. New York (1976)
60. P. Betzler: Diplomarbeit, T.U. München (1983)
61. Polytec: Application Note AN-10, Spiricon (1980) Waldbronn-Karlsruhe
62. B.L. Henke et al.: J. Appl. Phys. 52, 1509 (1981)
63. Private Kommunikation mit P. Betzler (1984), Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching bei München
64. F.N. Hooge et al.: Physica 45, 386 (1969)
65. F.N. Hooge et al.: Phys. Letters, 29A, 642 (1969)
66. M. Pirani: Verb. d. D. Phys. Ges. 8, 686 (1906)
67. Gerätebeschreibung der Fa. Knick, Berlin (1982)
68. E.M. Cherry et al.: "Amplifying Device and Low-pass Amplifier Design" John Wiley & Sons, Inc. New York (1968)
69. U. Tietz, Ch. Schenk: "Halbleiter Schaltungstechnik", Springer-Verlag, Berlin (1976)
70. A.G.M. Maaswinkel: PLF Bericht, PLF 39 (1980), Max-Planck-Gesellschaft, Projektgruppe für Laserforschung, Garching bei München
71. H. Nishimura et al.: Phys. Rev. A23, 2011 (1981)
72. Bronstein-Semendjajew: "Taschenbuch der Mathematik", Verlag Harri Deutsch, Zürich (1975)
73. Telefonat mit der Fa. Kodak in Stuttgart (1982)

74. R.W. Gurney u. N.F. Mott: Proc. Roy. Soc. (London) A164, 151 (1938)
75. C.E. Engel: "Photography for the Scientist", Academic Press, London and New York (1968)
76. R.A. Armisted: "Advanced in x-Ray Analysis", vol. 18, p. 222, Plenum Press, New York (1975)
77. M. Hercher and B. Ruff: J. Opt. Soc. Am. 57, 103 (1967)
78. L.S. Birks et al.: J. Opt. Soc. Am. 60, 649 (1970)
79. B. Dohne et al.: Appl. Opt. 23, 589 (1984)
80. D. Duston et al.: Phys. Rev. A27, 1441 (1983)
81. Ch.E. Moore: "Atomic Energy Levels", Circular of the Nat. Bur. Stand. 467, Vol. I.II.III., Washington D.C. (1949)
82. R.L. Kelly und L.J. Palumbo: "Atomic and Ionic Emission Lines Below 2000 Angstrom", NRL Rep. 7599, Washington D.C. (1973)
83. G. Elwert: Z. Naturforsch. 7a, 432 (1952),  
G. Elwert: Z. Naturforsch. 9a, 637 (1954)
84. H.R. Griem: "Plasma Spectroscopy", McGraw-Hill Book Company, New York (1964)
85. R.H. Huddleston u. S.L. Leonard (Hrsg.): "Plasma Diagnostic Technics", Academic Press, New York (1965)
86. W. Lochte-Holtgreven (Hrsg.): "Plasma Diagnostics", North-Holland Publishing Company, Amsterdam (1968)
87. T.F. Stratton: "Temperature-Its Measurement and Control in Science and Industry" (Am. Inst. Phys., C.M. Herzfeld ed.), Vol. 3, Part 1, p. 663, Reinhold, New York (1962)

88. E. Cojocaru u. P. Mulser: Plasma Phys. 17, 393 (1975)
89. H.A. Bethe u. E.E. Salpeter: "Quantum Mechanics of One- and Two- electron System", Springer-Verlag OHG, Berlin (1957)
90. H.W. Schnopper et al.: Appl. Opt. 16, 1088 (1977)
91. Private Kommunikation mit K. Eidmann (1985),  
Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Garching

## Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde im Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching bei München ausgeführt.

Herrn Professor Dr. H. Walther danke ich für die Unterstützung und sein ständiges Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

Bei Herrn Dr. S. Witkowski bedanke ich mich dafür, daß er mich in seiner Abteilung aufnahm und durch vielseitige Förderung die Durchführung dieser Arbeit ermöglichte.

Zu Dank bin ich besonders Herrn Dr. K. Eidmann verpflichtet, der durch wertvolle Ratschläge und Diskussionen bei der Klärung anfallender Probleme half und so zur Entwicklung dieser Arbeit wesentlich beitrug.

Für die freundliche Zurverfügungstellung der neu entwickelten Bolometerfolie gilt mein Dank den Herren Dr. F. Mast und Dipl.-Ing. P. Betzler vom Max-Planck-Institut für Plasmaphysik.

Ferner danke ich den Herren Dr. R. Sigel, Dr. J. Mizui, Dr. G. Tsakiris, Dipl.-Phys. P. Herrmann und Dipl.-Phys. R. Pakula für das dieser Arbeit entgegengebrachte Interesse, für die hilfreiche Mitarbeit bei der Durchführung der Experimente den Herren J. Bayerl, Dipl.-Ing. A. Böswald, W. Fölsner, H. Haas, P. Sachsenmaier, E. Wanka und Frau H. Brändlein.

Nicht zuletzt gilt mein Dank Frau I. Böckmann für die Abschrift meines Manuskriptes und Frau J. Pfister für die Anfertigung der Abbildungen.

## Lebenslauf

Name: Tetsuo Kishimoto

Geburtsdatum: 18.09.1951

Geburtsort: Kanazawa-Shi (Japan)

Eltern: Akira Kishimoto und Kazue Kishimoto, geb. Futaki

Staatsangehörigkeit: japanisch

Familienstand: verheiratet seit 1979 mit Barbara Kishimoto, geb. Schwerin, Sohn Kai, geboren am 17.05.1985

Schulbildung: April 1958 - März 1964:  
Volksschule (Sendagaya-shogakko in Tokyo)  
April 1964 - März 1967:  
Junior-Highschool (Kojimachi-chugakko in Tokyo)  
April 1967 - März 1970:  
Senior-Highschool (Mita-kotogakko in Tokyo)

Hochschul-  
ausbildung: April 1971 - März 1976:  
Physikstudium an der naturwissenschaftlichen  
Fakultät der Universität Tokyo.  
Abschlußarbeit über Plasmaphysik auf dem Gebiet  
der Kernfusion bei Prof. Dr. S. Yoshikawa.  
Abschluß: Bachelor of Science

April 1977:  
Nach bestandener Deutschprüfung Immatrikulation  
an der Ludwig-Maximilians-Universität München  
für das Weiterstudium in Physik.

Januar 1980 - Januar 1982:

Anfertigung der Diplomarbeit beim Lehrstuhl

Prof. Dr. H. Walther am Max-Planck-Institut für

Quantenoptik zum Thema: "Röntgenspektroskopische

Bestimmung der Ablationsdicke in lasererzeugten Plasmen".

Februar 1982:

Beginn der Dissertation am oben genannten

Max-Planck-Institut.



